PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 14. 15. Juli 1908. Redaktionsschluß für No. 15 am 29. Juni 1908. 9. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:

O. Lummer u. E. Pringsheim, Über die Jeans-Lorentzsche Strahlungsformel. S. 449.

R. W. Wood, Die Resonanzspektren des Natriumdampfes. S. 450.

O. M. Corbino, Über die vom Volta-effekt herrührenden Ströme und über die kontaktelektromotorische Kraft. S. 461.

G. C. Simpson, Über eine neue Form der Zambonischen Säule. S. 463.

M. Seddig, Über die Messung der Temperaturabhängigkeit der Brownschen Molekularbewegung. S. 465.

L. Kann, Zur Priorität eines „Wellenapparates zur Zusammensetzung beliebig vieler Wellen während ihres Verlaufes — also zur Demonstration stehender und interferierender Wellen u. dgl.“ S. 468.

Vorträge und Reden:

W. H. Julius, Energietransport in der Elektronenwelt. S. 469.

Besprechungen:

H. Boruttau, Lehrbuch der medizinischen Physik. S. 480.

F. Dessauer u. P. Wiesner, Leitfaden des Röntgenverfahrens. S. 480.

Jahrbuch für Astronomie (Bureau des longitudes) 1908. S. 480.

Personalien. S. 480.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Jeans-Lorentzsche Strahlungsformel.

Von O. Lummer und E. Pringsheim.

Durch die Freundlichkeit des Herrn W. Wien haben wir von einem Vortrag Kenntnis bekommen, den Herr H. A. Lorentz[1]) auf dem internationalen Mathematikerkongreß in Rom gehalten hat. Herr Lorentz gibt darin eine neue Herleitung für eine Formel, die Herr Jeans für die Kirchhoffsche Strahlungsfunktion aufgestellt hat. Diese Formel ist von der Form:

$$F(\lambda, T) = \text{Const.}\ T \cdot \lambda^{-4}.$$

Hier bedeutet λ die Wellenlänge, T die absolute Temperatur und $F(\lambda, T)$ das Emissionsvermögen eines schwarzen Körpers für die Wellenlänge λ und die Temperatur T. — Nach der Jeansschen Formel würden die Energiekurven kein Maximum besitzen, sondern mit abnehmender Wellenlänge stetig ansteigen und die Gesamtstrahlung würde für jede endliche Temperatur einen unendlich großen Wert haben. Diese Formel steht also im Widerspruch mit dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz, dem Wienschen Verschiebungsgesetz und der Planckschen Strahlungsgleichung; nur für sehr große, streng genommen unendlich große, Werte von λT geht die Plancksche Formel in die Jeans-Lorentzsche über.

Obwohl Herr Lorentz anerkennt, daß die genannten Strahlungsgesetze mit unseren experimentellen Resultaten vollkommen übereinstimmen und obwohl er wenigstens bei den ersten beiden dieser Gesetze gegen die theoretische Herleitung keine Einwendungen erhebt, hält er doch die neue Formel im festen Vertrauen auf ihre theoretische Begründung aufrecht und sucht den Widerspruch zwischen ihr und dem Experiment durch die Annahme zu lösen, das bei allen Energiekurven beobachtete Maximum beruhe auf Fehlern der Versuchsanordnung.

Wenn man die Jeans-Lorentzsche Formel betrachtet, so sieht man auf den ersten Blick, daß sie zu ganz unmöglichen, nicht nur mit den Resultaten aller Strahlungsbeobachtungen, sondern auch mit der alltäglichen Erfahrung in krassem Widerspruch stehenden Konsequenzen führt. Es würde daher überflüssig sein, auf diese Formel noch näher einzugehen, wenn sie nicht von zwei theoretischen Physikern von so hervorragender Bedeutung und Autorität verfochten würde.

Es ist eine alltägliche Erfahrung, daß hocherhitzte Körper, z. B. schmelzender Stahl, Licht von blendender Helligkeit aussenden, so daß man sich in den Stahlwerken zum Schutze der Augen dunkler Gläser bedienen muß. Die Schmelztemperatur des Stahls beträgt etwa 1600—1700° abs.; die Strahlung eines schwarzen Körpers von dieser Temperatur würde sicher größer sein als die des Stahls. Nach der Jeans-Lorentzschen Formel würde daher bei Zimmertemperatur (300° abs.) die sichtbare Strahlungsintensität eines schwarzen Körpers mindestens noch den $\frac{1700}{300} = 6$ten Teil der Helligkeit des schmelzenden Stahls betragen. Wenn diese Formel richtig wäre, würden also Stahl und erst recht alle für Licht schwärzeren Substanzen wie Ruß, Platinmohr u. a. bei Zimmertemperatur ein helles Licht aussenden müssen. Wie sich aus unseren Beobachtungen ergibt, besitzt ein „schwarzer“ Körper bei 2000° abs. eine Lichtstärke von etwa 50 Hefnerkerzen pro Quadratzentimeter. Daher würde Ruß und Platinmohr bei Zimmertemperatur etwa 7 HK. pro cm^2 ausstrahlen müssen.

Diese Überlegung zeigt, daß der Faktor T in der Jeans-Lorentzschen Formel unrichtig ist. Ebenso unmöglich ist aber auch der Fak-

1) H. A. Lorentz: „Le partage de l'énergie entre la matière pondérable et l'éther“. Rom 1908.

tor λ^{-4}. Bei einer unserer spektralbolometrischen Versuchsanordnungen gab das Bolometer für die „schwarze" Strahlung von Zimmertemperatur bei der Wellenlänge $\lambda = 15\ \mu$ einen Ausschlag von 11 Skalenteilen. Für nicht allzu hohe Strahlungstemperaturen konnten wir bei derselben Anordnung im sichtbaren Teil des Spektrums keinen meßbaren Bolometerausschlag erhalten, obwohl das Auge deutliche Helligkeit wahrnahm. Wenn also unser Auge für Strahlen von $\lambda = 15\ \mu$ ebenso empfindlich wäre, wie es in Wirklichkeit für Strahlen von $0{,}5\ \mu$ ist, so würden wir im Spektrum der Strahlung von Zimmertemperatur an der Stelle $\lambda = 15\ \mu$ helles Licht erblicken. Aus der Jeans-Lorentzschen Formel aber würde sich ergeben, daß für die schwarze Strahlung von Zimmertemperatur die Helligkeit bei der Wellenlänge $\lambda = 0{,}5\ \mu$ $30^4 = 800\,000$ mal so groß wäre als bei $15\ \mu$. Ruß, Platinmohr und ebenso alle anderen Körper, ausgenommen die vollkommen durchsichtigen und die vollkommen reflektierenden würden also auch nach dieser Überlegung bei gewöhnlicher Temperatur ein sehr helles Licht aussenden müssen.

Wer sich diese naheliegenden Konsequenzen der neuen Strahlungsformel klar macht, wird wohl die Gründe für den Widerspruch zwischen der Jeans-Lorentzschen Theorie und unseren Versuchen über die schwarze Strahlung nicht in einer mangelhaften Versuchsanordnung suchen. Da aber Jeans und Lorentz von der Richtigkeit ihrer Theorie überzeugt sind, so erkennen sie unsere Versuche zwar da an, wo diese nach ihrer Meinung die Theorie bestätigen, schieben aber die Abweichungen zwischen ihrer Formel und unseren Resultaten auf die mangelnde Schwärze der von uns benutzten „schwarzen" Körper. So sagt Lorentz: „Il me reste à parler de la manière dont la théorie de Jeans ..... peut rendre compte du maximum dans la courbe du rayonnement que les expériences ont mis en évidence. L'explication donnée par Jeans — et c'est bien la seule qu'on puisse donner — revient à dire que ce maximum a été illusoire; si l'on a cru l'observer, ce serait parce qu'on n'avait pas réussi à réaliser un corps qui fût noir pour les petites longueurs d'onde." Ferner: „Il se pourrait donc fort bien que le corps dont se sont servis Lummer et Pringsheim, tout en étant équivalent à un corps noir pour de grandes longueurs d'onde, ait eu un pouvoir émissif beaucoup plus petit que celui d'un tel corps pour les ondes courtes."

Nach dem Kirchhoffschen Gesetz, welches auch von den Herren Lorentz und Jeans als richtig anerkannt wird, kann man bei Temperaturstrahlung aus dem Absorptionsvermögen eines Körpers auf seine Emission schließen. Da der von uns benutzte Strahlungskörper sicher keine Strahlung hindurchläßt, so wäre er für Lichtstrahlen absolut schwarz, wenn er von der einfallenden Lichtstrahlung nichts reflektieren würde. Wir haben nun aus Anlaß des Lorentzschen Einwandes photometrische Versuche mit Sonnenlicht angestellt, aus denen hervorgeht, daß von dem in den schwarzen Körper hineingesandten Licht weniger als der hunderttausendste Teil wieder herauskommt, daß also das Absorptionsvermögen für sichtbare Strahlen nicht kleiner als 0,99999 ist.

Die Änderung dieses minimalen Reflexionsvermögens mit der Temperatur des Strahlungskörpers zu untersuchen, wäre eine experimentelle Aufgabe, die zu lösen mit den jetzigen Hilfsmitteln aussichtslos erscheint. Da die im Innern des Strahlungskörpers befindlichen geschwärzten Flächen für lange Wellen sicher weniger diffus reflektieren als für kurze, so könnte unser „schwarzer" Körper für lange Wellen vielleicht ein etwas kleineres Absorptionsvermögen haben als 0,99999, wenn dieser Unterschied auch kaum quantitativ zu messen sein dürfte. Für lange Wellen brauchen wir aber die Schwärze der von uns benutzten Strahlungskörper zum Glück nicht zu erweisen, da sie von Herrn Lorentz ausdrücklich anerkannt wird. So sehr wir in dieser Beziehung mit ihm übereinstimmen, so wenig stichhaltig erscheinen uns die Gründe, die ihn zu dieser Anerkennung führen. Denn die Jeans-Lorentzsche Formel stellt die schwarze Strahlung bei den der Beobachtung zugänglichen Temperaturen erst für Wellen von sehr großer Länge richtig dar, bei denen wir infolge der Absorption der von uns benutzten Prismen aus Flußspat und Sylvin nicht mehr exakt messen konnten.

Breslau, Physikalisches Institut der Universität, Mai 1908.

(Eingegangen 1. Juni 1908.)

Die Resonanzspektren des Natriumdampfes.

Von R. W. Wood.

Der Natriumdampf, den man erhält, wenn man das Metall in einer hochgradig ausgepumpten Stahlröhre auf eine Temperatur von ungefähr 400^0 erhitzt, gibt ein sehr kompliziertes Spektrum. Abgesehen von den D-Linien und den übrigen Linien der Hauptserie (im Ultraviolett), welche in der Umkehrung erscheinen, findet man das ganze sichtbare Spektrum, mit Ausnahme eines sehr schmalen Gebietes im Gelb, erfüllt von feinen und scharfen Absorptionslinien. Wir wollen dies als das kannelierte Absorptionsspektrum bezeichnen,

und wir finden, daß es in zwei getrennte Gebiete zerfällt. Das eine Gebiet erstreckt sich von der Wellenlänge 4500 Å.-E. bis zu 5700 Å.-E. und das andere von ungefähr 5800 Å.-E. bis zur äußersten Grenze des Rot. Es ist wahrscheinlich, daß es sich sogar bis 10 oder 12 μ hinaus ins Ultrarot erstreckt. Versuche, welche ich kürzlich gemeinschaftlich mit Herrn Professor A. Trowbridge in Princeton angestellt habe, ergaben nämlich, daß der Dampf in diesem Gebiet starke Absorption aufweist, wenngleich der Bolometerfaden nicht schmal genug war, um die Linien aufzulösen. Dieses merkwürdige Absorptionsspektrum habe ich vor einer Reihe von Jahren in Gemeinschaft mit Herrn J. H. Moore untersucht, indessen hat der Genauigkeitsgrad, welchen man jetzt bei Arbeiten über die Fluoreszenz des Dampfes erreicht, eine genauere Untersuchung dieses Spektrums wünschenswert erscheinen lassen. Diese Aufgabe hat einer meiner Schüler, Herr Clinkscales, im Laufe des vergangenen Jahres ausgeführt. Photographien, welche mit dem 21füßigen Gitter im Spektrum zweiter Ordnung aufgenommen wurden, zeigen, daß dieses sogar noch komplizierter ist, als ursprünglich vermutet worden war. Man findet im Durchschnitt 60 bis 70 Absorptionslinien im Raume von nur 12 Å.-E. Breite, mit anderen Worten: bis zu 30 Linien in einem Gebiete, das nicht breiter ist als der Abstand zwischen den D-Linien. Das bedeutet, daß im blaugrünen kannelierten Absorptionsspektrum, dessen Breite ungefähr 12 Å.-E. beträgt, roh veranschlagt etwa 6000 Absorptionslinien vorhanden sind. Diese Linien in ihrer Gesamtheit ordnen sich in eine Anzahl Gruppen ein, welche den Gruppen ähneln, die in den Absorptionsspektren von Jod und Brom, sowie in gewissen Emissionsbandenspektren zu sehen sind.

In den Figuren 8 und 9[1]) ist ein kleiner Teil des Absorptionsspektrums des Natriumdampfes im Vakuum nach Aufnahmen wiedergegeben, welche Herr Clinkscales mit dem 21füßigen Gitter im Spektrum zweiter Ordnung gemacht hat. Die Originalaufnahmen sind ungefähr sechsfach vergrößert worden, und der Maßstab der hier wiedergegebenen Teile ist somit etwas größer als der in Rowlands großem Atlas des Sonnenspektrums. Jeder der abgebildeten Streifen ist etwas weniger als 20 Å.-E. breit, also beträchtlich weniger als der Abstand zwischen den Serienlinien in den Resonanzspektren, bei denen die Zwischenräume von 36 bis 38 Einheiten schwanken. Auf den Platten erscheinen die starken Eisenlinien in diesem Gebiete als Vergleichslinien. Wie man sieht, sind die Absorptionslinien durch Zwischenräume getrennt, welche in manchen Fällen weniger als 0,15 Einheiten breit sind. Wenn die Resonanzspektren mit dem 12füßigen Gitter photographiert worden sind, so kann man durch Vergleichung der Spektrogramme mit dieser prächtigen Karte des Absorptionsspektrums außerordentlich reiche Aufschlüsse erhalten. Diese Karte wird uns die Entscheidung darüber ermöglichen, ob eine gegebene erregende Linie genau auf eine Absorptionslinie trifft oder mitten zwischen zwei solche fällt. Es ist streng zu beachten, daß das hier abgebildete Spektrum ein Positiv und nicht ein Negativ des Absorptionsspektrums ist. Es gleicht so sehr einem hellen Emissionslinienspektrum, daß ich es für wichtig erachte, auf diesen Umstand aufmerksam zu machen. Es ist höchst merkwürdig, daß man Teile eines kontinuierlichen Spektrums absorbieren und Gebiete von nicht viel über 0,05 bis 0,1 Å.-E. Breite übrig lassen kann, und es dürfte interessant sein, dieses übrigbleibende Licht nach seinem Durchgange durch den Dampf mit einem Interferometer nach Fabry und Perot zu untersuchen. Eine Erörterung dieses merkwürdigen durchgelassenen Spektrums vom Standpunkte der Impulstheorie des weißen Lichtes würde sich als interessant erweisen, da das durchgelassene Licht ebenso homogen zu sein scheint wie das Licht im Spektrum des Eisenbogens.

Ein Versuch, dieses Spektrum mit den gewöhnlichen Hilfsmitteln zu entwirren, oder irgendwelche Regelmäßigkeiten in ihm zu finden, kann nicht in Frage kommen, denn die Linien sind so zahlreich und liegen so nahe beieinander, daß man ganze Reihen herausgreifen könnte, welche jedem beliebigen Gesetz, welches man erfinden möchte, gehorchen würden.

Wir haben indessen, wie ich in einer früheren Arbeit ausgeführt habe, eine sehr schöne experimentelle Methode zur Analyse des Spektrums und zur Entscheidung über die genaue Zusammengehörigkeit der Linien, eine Methode, die überdies mit der Zeit den theoretischen Physiker in den Stand setzen kann, uns das genaue Wesen des Mechanismus anzugeben, den wir „das Natriummolekül" nennen.

Beleuchten wir den Dampf mit einem kräftigen Strahl weißen Lichtes, so wird er stark fluoreszierend und emittiert ein Spektrum, welches, wie ich jetzt glaube, das genaue Gegenstück zum Absorptionsspektrum ist. Im Anfange meiner Untersuchungen, als die Methoden und Apparate noch nicht zu dem hohen Grade der Vollkommenheit gebracht worden waren, den sie heute erreicht haben, glaubte ich, daß verhältnismäßig wenige der Absorptionslinien zu Fluoreszenz Veranlassung gaben, weil eben das Fluoreszenzspektrum nicht mit

1) Die Figuren sind auf besonderer Tafel (III) vereinigt.

der hochgradigen Dispersion photographiert werden konnte, die jetzt zur Verwendung gelangt. Dieses Fluoreszenzspektrum kann uns offenbar wenig helfen, weil es gerade so kompliziert ist wie das Absorptionsspektrum. Wenn wir indessen statt weißen Lichtes monochromatisches Licht auf den Dampf fallen lassen, so beobachten wir eine sehr merkwürdige Erscheinung. Wir haben dann eine Reihe heller Linien, die in sehr nahezu gleichen Abständen längs eines normalen Spektrums verteilt und durch Entfernungen von ungefähr 37 Å.-E. voneinander getrennt sind. Durch Änderung der Wellenlänge des erregenden Lichtes kann man verschiedene Serien von Linien mit verschiedener Intensitätsverteilung hervorbringen. In jedem Falle emittiert der Dampf Licht von derselben Wellenlänge wie die des erregenden Lichtes und außerdem eine ganze Anzahl Strahlungen anderer Schwingungszahlen, welche in einer bestimmten Beziehung zueinander stehen. Fehlt das erregende Licht, so ist der Dampf nichtleuchtend, das heißt, die Elektronen, die wir vielleicht als in konzentrischen Ringen umlaufend ansehen können, strahlen keinerlei Energie aus. Der Durchgang eines intensiven Strahles einer monochromatischen Strahlung durch das Medium stört in irgendeiner Weise dieses nichtstrahlende System und veranlaßt es zur Emission einer Reihe heller Spektrallinien. Wir können natürlich, wenn wir wollen, die Erscheinung unter die Fluoreszenz einreihen; da wir es aber anscheinend mit einer viel empfindlicheren Erscheinung als gewöhnlich zu tun haben, und da diese Spektren von den durch irgendwelche andere Hilfsmittel erregten von Grund aus verschieden sind, so schlage ich vor, sie Resonanzspektren zu nennen, da sie ohne Zweifel durch die Resonanz eines oder mehrerer Elektronen des Systems erregt werden, wenn monochromatische Strahlung ins Spiel tritt.

Im letzten Jahre sind viele weitere Aufschlüsse über diese merkwürdigen Spektren beigebracht worden, und obschon die Arbeiten gegenwärtig noch keineswegs abgeschlossen sind, so erscheint es doch nützlich, über die bisher gewonnenen Ergebnisse zu berichten, angesichts des Umstandes, daß von Zeit zu Zeit theoretische Arbeiten (besonders die von G. A. Schott) über das Wesen der von Elektronensystemen emittierten Strahlung erscheinen.

Ich habe bereits gezeigt, daß die *D*-Linien im Emissionsspektrum vorhanden sind, wenn der Dampf durch Licht von derselben Wellenlänge erregt wird. Diese Tatsache ist von Interesse im Zusammenhang mit der in neuerer Zeit von einigen Verfassern aufgestellten Behauptung, daß die *D*-Linien niemals vorhanden sind, wenn nicht Oxydation erfolgt, und es ist schwer einzusehen, wieso in den luftdichten Stahlröhren, die hochgradig ausgepumpt und wiederholt mit dem von dem Natrium entwickelten Wasserstoff gewaschen worden sind, irgendwelcher Sauerstoff zugegen sein kann.

Es ist jetzt die sehr merkwürdige Tatsache festgestellt worden, daß man das Auftreten der *D*-Linien im Emissionsspektrum hervorrufen kann, indem man den Dampf mit einem sehr intensiven Strahl blaugrünen Lichtes erregt, aus welchem alles gelbe Licht vollkommen ausgeschaltet worden ist. Das ist ein Beweis dafür, daß der Mechanismus, welcher die Hauptserie hervorbringt, ein Teil des sehr komplizierten Mechanismus ist, oder irgendwie mit diesem in Verbindung steht, welcher das kannelierte Absorptionsspektrum mit seinen Tausenden von Linien hervorbringt.

Der zweite interessante Punkt ist die Entdeckung von Serien äquidistanter Linien im roten Fluoreszenzspektrum, das durch monochromatisches rotes Licht erregt wird; die photographische Aufzeichnung dieses Spektrums ist durch die panchromatischen Platten ermöglicht worden, welche kürzlich von der Firma Wratten and Wainwright in den Handel gebracht worden sind.

Das Spektrum, welches emittiert wird, wenn der Dampf durch weißes Licht erregt wird, ist unter günstigeren Verhältnissen mit einem großen Gitter photographiert worden. Dabei hat sich gezeigt, daß es eine viel ausgebildetere Struktur hat, als anfangs angenommen worden war, zumal im gelbgrünen Spektralgebiet, wo an den früheren Photographien sehr wenig feine Einzelheiten erkennbar gewesen waren.

Das magnetische Rotationsspektrum ist untersucht worden mit dem Zwecke, zu entscheiden, ob das Drehungsvermögen für die verschiedenen Elektronen positiv oder negativ ist. Die erhaltenen Ergebnisse für das rote Spektralgebiet sind bereits veröffentlicht worden.[1])

Die Resonanzspektren, welche man erhält, wenn man den Dampf mit der Strahlung von Quarzglasbogenlampen mit Kadmium- und Zinkelektroden erregt, sind mit einem großen Gitter photographiert worden. Dann sind die Wellenlängen der hellen Linien, welche die Serien bilden, bis auf ein Zehntel einer Å.-E. genau bestimmt worden, ein gewaltiger Schritt vorwärts über das in meiner früheren Arbeit Erreichte hinaus, denn dort waren die Wellenlängen nur bis auf weniger als etwa 2 Å.-E. sicher.

Es wurden viele neue monochromatische

1) On the existence of positive electrons in the Sodium atom. Phil. Mag., 1908. — Über das Vorhandensein positiver Elektronen im Natriumatom. Diese Zeitschr. **9**, 124, 1908.

Lichtquellen angewandt, und der Prismenspektrograph wurde durch Hinzufügen eines neuen photographischen Objektivs mit großer Brennweite von Cooke verbessert. Die in der früheren Arbeit beschriebenen Resonanzspektren sind mit dieser verbesserten Apparatur von neuem photographiert worden, und wir kennen nunmehr die Wellenlängen der Linien bis auf etwas weniger als eine Einheit genau. Im Laufe dieses Jahres sollen sie alle noch einmal mit einem 12 füßigen Gitter photographiert werden. Diese Arbeit, welche eine ungeheure Geduld erfordern wird, gelangt in Gemeinschaft mit Herrn Felix E. Hackett, Fellow of the Royal University of Dublin, zur Ausführung.

Wenn ich jetzt über die neueren Ergebnisse berichte, so werde ich die Bekanntschaft mit meiner oben erwähnten früheren Arbeit voraussetzen, weil in ihr die Einzelheiten und die Methoden bereits ausführlich beschrieben worden sind. An der Apparatur sind ein paar Verbesserungen vorgenommen worden. Wegen der langen Expositionsdauer hat sich die Einführung einer Heizspule und eines Thermostaten in den großen Dreiprismenspektrographen als notwendig ergeben. Dadurch wurde die Temperatur bis auf ein Zehntel Grad konstant gehalten und die Bestimmung in nicht geringem Maße verbessert. Die Fernrohrlinse ist entfernt und durch ein eigens zu dem Zwecke angefertigtes photographisches Objektiv von Cooke von $3\,^1/_2$ *inches*[1]) Apertur und 40 *inches*[2]) Brennweite ersetzt worden. Diese Linse war so korrigiert worden, daß sie für das Spektralgebiet von 4500 bis 5700 Å.-E., in welches die zu untersuchenden Resonanzspektren fallen, mit möglichster Annäherung achromatisch war. Sie gestattet auch gute Bestimmungen im ganzen sichtbaren Spektralgebiet. Die nassen Wattepackungen an der Natriumröhre sind durch dichtgewickelte Spulen von 5 mm weitem Bleirohr ersetzt worden, durch welche ein kalter Wasserstrom fließt. Beim Arbeiten mit offenem Lichtbogen boten sich große Schwierigkeiten dar, weil der Bogen über die Elektrodenoberfläche wandert. Das Bild des Bogens bewegt sich infolgedessen auf der Öffnung der Trommelretorte der Natriumröhre hin und her. Das Bild der Kohlen gab gleichfalls zu Störungen Anlaß, weil es das vollständige Fluoreszenzspektrum erregte. Beide Arten von Störungen wurden dadurch beseitigt, daß der Bogen mit Hilfe einer großen konvexen Doppellinse auf ein kleines rundes Loch in einem Schirm fokusiert und dann ein Bild der Öffnung mittels einer zweiten Linse in die Natriumretorte hinein entworfen wurde. Auf diese Weise war es möglich, das weiße Licht von dem Natriumdampf fern zu halten und die Wanderung des Bogens durch Bewegung der Lampe von einer Seite zur andern auszugleichen. Es sind oftmals sieben- bis achtstündige Expositionen erforderlich; man sieht also leicht, daß die Wartung des Bogens keine leichte Arbeit ist. Es wurde der Versuch gemacht, den Bogen durch ein Magnetfeld in fester Lage zu halten, doch schien durch dieses Mittel nichts gewonnen zu sein. Die Spektren, welche durch die Strahlungen der Kadmium- und Zinkbögen in evakuierten Quarzglasröhren erregt werden, wurden mit einem großen ebenen Gitter in Verbindung mit der Cookeschen Linse photographiert, und da die Wellenlängen der in diesen beiden Fällen erregten Resonanzspektren mit bedeutender Genauigkeit bestimmt worden sind, so wollen wir sie zuerst besprechen. In jedem Falle wurde das Eisenspektrum dicht an dem Resonanzspektrum mit photographiert.

1) Rund 8,9 cm. (Der Übers.)
2) Rund 1 m. (Der Übers.)

Erregung mit Kadmium.

Die Wellenlängen der Linien in dem durch die monochromatischen Strahlungen aus einer Kadmiumdampflampe erregten Resonanzspektrum sind bis auf ein bis zwei Zehntel einer Å.-E. genau bestimmt worden. In der vorigen Arbeit habe ich gezeigt, daß der Dampf bei Erregung mit der Strahlung von der Wellenlänge 4800 Å.-E. zur Emission einer Reihe sehr nahezu in gleichen Abständen über ein normales Spektrum verteilter heller Linien angeregt wird. Ob die Linien in Wirklichkeit in gleichen Abständen verteilt sind, ist eine Frage von großer Bedeutung, denn die theoretischen Behandlungen der von einem auf verschiedene Weisen gestörten Elektronensystem emittierten Strahlung können nur durch experimentelle Prüfung ihre Bestätigung finden. Herr Professor Larmor hat mir brieflich entwickelt, daß ein in stetiger Kreisbewegung befindliches nichtstrahlendes Elektronensystem, wenn es durch die Absorption einer Strahlung gestört wird, die hinsichtlich ihrer Schwingungszahl der Schwingungszahl eines der Elektronen entspricht, Strahlungen emittieren muß, die eine Reihe längs eines Normalspektrums gleichmäßig verteilter Linien liefert. Man muß sich aber eine Tatsache gegenwärtig halten. Das von dem Dampfe emittierte Licht ist gezwungen, eine gewisse Schichtdicke kälteren Dampfes zu durchlaufen, bevor es das Spektroskop erreicht, und da die Absorptionslinien sehr nahe aneinander liegen, so ist es durchaus möglich, daß die scheinbare Lage einer Emissionslinie von endlicher Breite in geringem Maße durch Absorption verändert werden kann. Wenn beispielsweise eine starke Absorptions-

linie auf der violetten Seite und nahe bei der Emissionslinie vorhanden ist, so wird die Mitte der Emissionslinie ein wenig nach der roten Seite ihrer wahren Lage verschoben erscheinen. Sehr geringe Abweichungen vom Gesetz der gleichen Abstände brauchen nicht als verhängnisvoll betrachtet zu werden.

Ein Teil eines der Spektrogramme ist in Figur 6 wiedergegeben. Die erregende Linie ist $\lambda = 5086$ Å.-E. Die Figur zeigt 8 bis 10 Resonanzlinien.

Die Wellenlängen der Linien in der Serie, welche durch Erregung bei der Wellenlänge 4800 Å.-E. hervorgerufen wird, sind in der folgenden Tabelle I zusammen mit den Wellenlängendifferenzen angegeben.

Tabelle I.

λ	$\Delta\lambda$
4765,5	
4800	34,5
4835,8	35,8
—	$\frac{72,4}{2} = 36,2$
4908,2	
4945,1	36,9
4982,2	37,1
5019,7	37,5
—	$\frac{74,57}{2} = 37,29$
5094,27	
5131,5	37,23
5169,5	38
5207,46	37,96
5245,2	37,74
5282,76	37,56
5321,39	38,63
5359,42	38,03

Nur zwei Linien fehlen in dieser Serie. Bei den früheren Untersuchungen entgingen drei der Wahrnehmung. Ich bin fest überzeugt, daß bei längerer Expositionsdauer alle auftreten würden. Es ist ersichtlich, daß die Linien im Gebiete kürzerer Wellenlängen näher beisammen liegen. Die kleinen Abweichungen in den Differenzen oberhalb der Linie 5019,7 Å.-E. sind m. E. der oben erwähnten Ursache zuzuschreiben. Nimmt man die Differenzen zwischen je fünf Linien in der Reihe statt zwischen je zweien, so findet man den durchschnittlichen Abstand bemerkenswert konstant. Geht man von der untersten — der längsten — Linie in der Reihe aus, so gehen die Differenzen zwischen jeder Linie und der vierten folgenden in nachstehender Weise: 151,96; 151,89; 151,26; 150,93; 151,46; 149,8; 149,3 und 149,17.

Zurzeit werden die Spektren mit dem 12-fußigen Gitter photographiert, und es ist sehr wohl möglich, daß sich dabei eine noch größere Regelmäßigkeit ergeben wird. Der Umstand scheint unvermeidlich, daß der Abstand beim Fortschreiten zu größeren Wellenlängen im Spektrum ein wenig größer wird.

Wir wollen nun das Resonanzspektrum betrachten, welches von der grünen Kadmiumlinie $\lambda = 5086$ Å.-E. erregt wird, und welches, wie ich in meiner früheren Arbeit nachgewiesen habe, aus einer Reihe gleichmäßig verteilter Dupletts besteht.

Die blauen Linien der Kadmiumlampe wurden durch ein Filter von Nitrosodimethylanilin ausgeschieden. Bei neueren Versuchen erwies sich ein Filter aus einer konzentrierten Lösung von Neodymsalz als wirksamer.

Die Wellenlängen der bei Erregung durch die Linie 5086 Å.-E. entstehenden Linien sind in der folgenden Tabelle II angegeben:

Tabelle II.

4969,0 a	5159,0 c
4975,0 b	5164,4 a
5007,9 a	5169,5 b
5013,6 b	5195,2 d
5046,8 a	5199,9 c
5052,7 b	5202,4 a
5086,0 a	5237,9 c
5091,3 b	5268,5 e
5125,0 a	5276,0 c
5130,3 b	5305,6 e

In dieser Tabelle sieht man, daß außer den erwähnten Dupletts, die ich durch Klammern zusammengefaßt habe, eine Reihe anderer Linien auftreten. Die Linien, welche derselben Reihe äquidistanter Linien angehören, habe ich durch Buchstaben bezeichnet. Man findet, daß bei Annäherung an die obere Grenze der Serie andere Linien auf der Seite kürzerer Wellenlängen der Linie oder der Linien am oberen Ende auftreten, daß eine neue Serie beginnt, wo die alte endet. Dasselbe tritt in vielen anderen Fällen auf, so im Resonanzspektrum, das durch die Baryumlinie $\lambda = 4934$ Å.-E. erregt wird.

Es läßt sich einigermaßen schwer durch Worte ausdrücken, wie diese Linien auftreten, und man kann eine viel bessere Vorstellung davon gewinnen, wenn man einen Zirkel an die Abbildung anlegt und die Zwischenräume der Serien ausmißt; dabei bemerkt man dann, wie die Linien der neuen Serie auf der kurzwelligen Seite der Linien auftreten, deren Abstände man mißt.

Tabelle III.

Differenzen.

a	b	c	d	e
38,9	38,6	40,9	—	37,1
39,0	39,1	38,0		
39,2	38,6	38,1		
39,0	39,0			
39,4	39,2			
38,0				

Ich habe die Differenzen zwischen den Wellenlängen der Linien der verschiedenen Serien, a, b, c, d und e, in einer besonderen Tabelle III angegeben, die Linie d scheint vereinzelt dazustehen.

Erregung mit Zink.

Die Wellenlängen in dem Resonanzspektrum, das durch die blauen Zinklinien erregt wird, sind bis auf weniger als 0,2 Å.-E. genau bestimmt worden. Es wurden zwei Negative mit dem großen Gitter und der Cookeschen Linse mit langer Brennweite aufgenommen, eins mit einem äußerst engen Spalt, das dann den Messungen zugrunde gelegt wurde, und eins mit einem weiteren Spalt, das in Figur 2 wiedergegeben ist. Die Figur enthält oberhalb das Spektrum der Fluoreszenz bei Erregung mit weißem Licht, dazwischen als Vergleichsspektrum das des Eisens. Auf dieser Platte erschien das untere Ende des Spektrums nicht. Das rührte davon her, daß ein Zipfel eines schwarzen Tuches im Spektrographen vor das Ende der Platte gerutscht war. Die Abbildung gibt eine gute Vorstellung von der Schärfe der Linien im Resonanzspektrum, obschon die erregenden Linien auf der Platte nicht erscheinen. Es ist auch daran zu erinnern, daß diese Platte mit einem Spalt aufgenommen worden ist, den ich als weit bezeichnet habe. Das Resonanzspektrum enthält eine große Anzahl von Reihen äquidistanter Linien, obschon die Serien nicht so ausgedehnt sind wie im Falle der Erregung mit Kadmium und in vielen anderen, alsbald zu betrachtenden Fällen.

Ich habe jetzt nicht die Spektren photographiert, welche von jeder der drei Linien einzeln erregt werden. Ich habe aber nach einer Vergleichung der mit dem Gitter gemachten Aufnahme mit der gelegentlich meiner früheren Arbeit gemachten eine vorläufige Zusammenstellung der Linien vorgenommen, welche nach meiner Meinung dem durch die längste der drei Zinklinien erregten Spektrum angehören. Diese Linien habe ich in der Wellenlängentabelle IV mit einem Sternchen bezeichnet, und mit den Buchstaben a, b, c usw. habe ich die Linien bezeichnet, welche derselben Serie anzugehören scheinen.

Da in den jetzigen Photographien viele Linien doppelt erscheinen, die in den früheren Spektrogrammen einzeln erschienen waren, so ist es klar, daß man der gegenwärtigen Einteilung der Linien nicht allzuviel Gewicht beilegen darf. Viele der Serien haben anscheinend Linien, welche fehlen, und zurzeit wird der Versuch gemacht, diese mit längeren Expositionen zu finden. Es waren 8 bis 10stündige Expositionsdauern erforderlich, bei denen die Quarzglaszinklampe von einem Strom von fünf Ampère gespeist wurde. Nach 25 bis 30stündigem Gebrauch sind die Lampen nicht mehr viel wert, weil sich ein schwarzer Niederschlag (vermutlich reduzierte Kieselsäure) bildet, der sich an die Innenfläche der Röhre ansetzt.

Ich lasse jetzt (in Tabelle IV) die Wellenlängen folgen, zugleich mit den Wellenlängendifferenzen (Tabelle V) der anscheinend der-

Tabelle IV.

4647,2	2		5181,1	1		5410,0	6	*
4648,9	2		5184,2	1		5414,0	3	
4655,3	2		5186,8	6	* b	5418,4	1	
4680,4	10		5196,0	1	d	5420,0	1	
4684,5	2		5215,3	2	c	5421,8	6	
4685,8	2		5220,6	1		5423,3	6	
4688,5	4		5225,8	4	* b	5427,6	2	
4700,1	1		5232,0	3	* d	5432,2	2	
4713,5	7		5244,0	1		5438,0	6	
4714,4	7		5248,7	1		5440,3	1	
4719,7	3		5252,8	1	* c	5442,7	3	d
4722,3	10		5253,7	2		5443,9	5	
4740,5	2		5264,5	2	* b	5448,2	2	
4747,5	3		5268,0	1	d	5451,5	5	
4748,6	5		5273,0	1		5454,4	8	
4753,8	1		5277,6	1		5457,3	3	
4755,8	6		5290,2	9	* c	5458,8	1	
4774,7	2	* a	5300,0	1	*	5465,1	2	
4776,0	2		5303,1	2	* b d	5471,7	4	
4783,1	1		5305,6	2		5475,8	2	
4810,7	10	* a	5307,5	1		5478,0	3	d
4813,4	1		5313,7	2		5482,6	4	
4818,2	1		5315,8	1		5484,1	5	
4822,2	2		5321,1	3		5486,9	7	
4823,6	2		5327,0	3		5490,0	3	
4845,4	4		5328,5	6	* c	5494,1	1	
4847,2	4	* a	5338,1	8	* d	5496,2	3	
4853,4	1		5350,5	2		5502,0	2	
4858,5	1		5351,6	4		5505,6	2	
4883,6	2	* a	5356,5	1		5512,5	1	d
4914,8	1	*	5366,0	1	c	5512,9	2	
4955,8	1	a	5370,0	1		5516,1	3	
4958,7	2	* b	5373,5	8	* d	5519,3	2	
5029,2	3	a	5375,9	5		5521,7	2	
5034,1	2	* b	5379,2	1		5526,7	1	
5055,4	3		5386,1	2		5532,6	1	
5065,1	1	a	5387,4	5		5535,2	2	
5072,3	2	* b	5390,2	2		5538,0	2	
5103,4	2		5391,9	3		5547,8	1	
5125,9	3	*	5397,3	1		5557,6	4	
5136,7	1		5399,1	2		5558,5	6	
5140,4	2	*	5403,3	4		5563,7	4	
5148,9	1	* b	5404,3	2		5583,1	2	
5161,6	1		5406,3	1		5584,4	3	
5168,8	1		5408,5	8	d	5588,9	2	

Tabelle V.

Differenzen.

a	b	c	d
36	$\frac{75,4}{2} = 37,7$	37,5	36
36,5	38,2	37,4	36
36,4		38,3	35,1
$\frac{72,2}{2} = 36,1$	$\frac{76,6}{2} = 38,3$	38,5	35,1
$\frac{73,4}{2} = 36,7$	37,9		35,4
	39		35
35,9	38,7		34,2
	38,6		35,3
			34,5

selben Serie angehörenden Linien. Die erregenden Linien sind unterstrichen und die Intensitäten roh in Zahlen angegeben; dabei bedeutet 10 sehr kräftig und 1 sehr schwach.

Die Serien sind bei Zinkerregung nicht so deutlich ausgeprägt wie in vielen anderen Fällen. In der Serie, die ich mit „a" bezeichnet habe, und die von der längsten der drei Zinklinien erregt wird, werden anscheinend die oberen Glieder durch eine der anderen Zinklinien erregt und nicht von der die Reihe einleitenden Linie. Mit anderen Worten: die Linie 4883,6 Å.-E. scheint die letzte Linie der durch *Zn* 4810,7 Å.-E. erregten Serie zu sein, wir finden aber eine Anzahl Linien in dem durch die Gesamtstrahlung der Zinklampe erregten Spektrum, welche eine Fortsetzung dieser Serie bilden. Keine der beiden anderen Zinklinien fällt jedoch auf einen Punkt, der durch Verlängerung der Serien bis in ihr Gebiet bestimmt werden würde. Wir müssen uns indessen gegenwärtig halten, daß bei Erregung des Dampfes im blauen Spektralgebiet die Serie, welche im Punkte der Erregung beginnt, allmählich verschwindet, wenn wir im Spektrum weitergehen, und daß dann andere Linien erscheinen, ein Umstand, welcher die eben erwähnte scheinbare Schwierigkeit erklärt. Es scheinen einige Anzeichen dafür vorzuliegen, daß beim Aufsteigen im Spektrum der Abstand zwischen den Linien einer Serie wieder kleiner zu werden beginnt, das heißt, daß der Abstand irgendwo in der Mitte des Spektrums einen Höchstwert hat. Als Beispiel hierfür betrachte man die Serien „a" und „d". Man darf indessen diesen Tabellen der Wellenlängendifferenzen nicht allzu großes Gewicht beilegen, da die zusammengehörigen Linien nur nach den älteren, sehr ungenügenden Spektrogrammen und durch Ausmessung der neuen Spektralkarte mit einem Zirkel bestimmt worden sind. Das Resonanzspektrum ist jetzt mit dem 12 füßigen Konkavgitter photographiert worden, und sobald die neuen Zinklampen eintreffen, sollen die von den einzelnen Zinklinien erregten Spektren mit demselben Instrument aufgenommen werden.

Erregung mit Lithium.

Das Licht des Lithiumbogens erregt eine höchst merkwürdige Gruppe von Resonanzspektren. Es ist dies das einzige Mittel, welches ich gefunden habe, bestimmte Linienserien im roten Gebiet des Fluoreszenzspektrums zu erregen. Es sind im ganzen vier erregende Linien vorhanden; sie liegen aber so weit auseinander, daß die von ihnen erregten Resonanzspektren sich nur in sehr geringem Maße übereinanderlagern. Eine mit einer panchromatischen Platte aufgenommene Photographie des vollständigen durch den Lithiumbogen erregten Spektrums ist in Figur 1 wiedergegeben. Die Stellen der Erregung sind durch Pfeile bezeichnet. Die blaue Linie ($\lambda = 4603$ Å.-E.) erregt ein Resonanzspektrum, das aus einer nahezu äquidistanten Gruppe von Linien im Violett und einer weiteren Gruppe im Gelbgrün besteht. Diese beiden Gruppen werden durch die Klammern „A" bezeichnet. Die blaugrüne Linie ($\lambda = 4972$ Å.-E.) erregt eine bemerkenswerte Linienserie mitten zwischen den Gruppen „A". Diese Serie ist von besonderem Interesse. Wie wir nämlich gleich sehen werden, erregt die Baryumlinie $\lambda = 4934$ Å.-E. dieselbe Serie bei der ersten Linie unterhalb der erregenden Linie der Lithiumserie. Die rote und die orange Lithiumlinie erregen gleichfalls zwei scharf ausgeprägte Serien im roten Spektralgebiet, deren einzelne Linien sehr nahezu äquidistant zu sein scheinen. Bislang habe ich die Wellenlängen dieser Linien noch nicht bestimmt, obwohl sie jederzeit aus der Platte bestimmt werden können, auf welcher ein Eisenspektrum als Vergleichsspektrum parallel zu den Resonanzspektren verläuft. Im ganzen genommen ist diese Platte die schönste Illustration für Resonanzspektren mit monochromatischer Erregung, die ich bis heute erhalten habe. Die Photographie wurde mit einem kleinen Zweiprismenspektrographen aufgenommen und ist wegen der geringen Dispersion und der großen Spaltbreite nicht zu Wellenlängenmessungen benutzt worden. Solche Spektrogramme, die sich am besten zur genauen Messung der Linien eignen, lassen sich nicht sehr gut reproduzieren. Infolgedessen habe ich zu Illustrationszwecken nur die mit breitem Spalt aufgenommenen verwandt, und die mögliche Genauigkeit der Wellenlängenbestimmungen darf nicht nach den dieser Arbeit beigegebenen Photographien beurteilt werden.

Wir wollen jetzt die von der grünblauen Linie $\lambda = 4972$ Å.-E. erregte Serie betrachten. Die Wellenlängen der Linien in dieser Serie sind in der nachstehenden Tabelle VI aufgeführt. Ich halte die Wellenlängen für genau bis auf ungefähr drei Zehntel Å.-E., denn die Platte war besonders gut und mit einem sehr feinen Spalt aufgenommen worden.

In dieser Tabelle habe ich die Linien, welche die äquidistante Reihe bilden, mit einem Stern (*) bezeichnet. Die drei letzten Linien gehören einer anderen Reihe an, welche nicht die Fortsetzung der ersten ist. Man sieht, daß wenn man im Spektrum aufsteigt, andere Linien auf der kurzwelligen Seite der Hauptlinien auftreten, wie bei der durch die grüne Kadmiumlinie erregten Duplettserie. Eine Diskussion des durch die blauviolette Lithiumlinie erregten Spektrums will ich verschieben, da ich lieber warten möchte,

Tabelle VI.

λ		$\Delta\lambda$
4862,0	*	
4896,2	*	34,2
4934,0	*	37,8
4972,3	*	38,3
5007,4		
5009,6		39,4
5011,7	*	
5049,9	*	38,2
5085,9		39,2
5089,1	*	
5117,8		
5123,7		39,1
5128,2	*	
5152,9		
5162,4		39,0
5167,2	*	
5191,8		
5199,4		39,9
5207,1	*)	
5229,6	* *	
5266,9	* *	37,3
5304,3	* *	37,4

bis Photographien mit dem großen Konkavgitter erhalten worden sind.

Erregung mit Baryum.

Die Erregung durch die starke Baryumlinie $\lambda = 4934$ Å.-E. ist von großem Interesse, weil dieselbe Serie entsteht wie bei Lithiumerregung. Der Erregungspunkt liegt bei der ersten Linie unterhalb der erregenden Lithiumlinie, und die Resonanzspektren sind identisch, mit der Einschränkung, daß die auf der kurzwelligen Seite der Hauptlinien auftretenden begleitenden Linien nicht identisch sind. Die Wellenlängen sind in nachstehender Tabelle VII aufgeführt und die Hauptlinien durch Sterne hervorgehoben.

Tabelle VII.

λ		$\Delta\lambda$
4896,2	*	
4934,0	*	37,8
4972,3	*	38,3
5008,9		38,7
5011,0	*	
5046,6		38,7
5049,7	*	
5088,4	*	38,7
5123,0		39,2
5127,6	*	
5130,8		
5160,9		39,5
5163,8		
5167,1	*	
5192,0		
5199,3		39,5
5202,3		
5206,6	*	
5238,0		
5240,0		
5299,5		
5327,7		
5336,2		
5340,0		

Die drei starken Linien einer fremden Serie, die bei Lithiumerregung auftreten (und in Tabelle VI mit zwei Sternen bezeichnet sind), erscheinen bei Erregung durch Baryum nicht.

Erregung mit Thallium.

Die grüne Linie des Thalliumbogens erregt eine Serie von Resonanzlinien, von denen einige von Nebenlinien auf der kurzwelligen Seite begleitet sind. Eine Photographie des Spektrums, die mit einem breiten Spalt aufgenommen worden ist, findet sich in Figur 5 wiedergegeben. Die Wellenlängen sind folgende:

Tabelle VIII.

λ		$\Delta\lambda$
5206	*	
5235		36
5242	*	
5278	*	36
5304		36
5314	*	
5351	*	37
5387	*	36
5419		36,5
5423,5	*	
5450		36,5
5460	*	

Der Thalliumbogen brannte sehr ruhig. Die untere Kohle hatte eine 2 mm weite Bohrung, die mit metallischem Thallium gefüllt gehalten wurde und als Anode diente.

Die Serienlinien liegen hier etwas enger zusammen, wie die Spalte der Wellenlängendifferenzen (Spalte 2 in Tabelle VIII) zeigt.

Erregung mit Magnesium.

Ich habe viel Zeit mit Versuchen vergeudet, einen befriedigenden Magnesiumbogen zwischen Metallelektroden bei niedrigem Druck zu erhalten. Schließlich fand ich, daß der einfache Kunstgriff, Magnesiumpulver in eine hohle Kohle einzuführen, jedem Zwecke entsprach. Der Bogen brannte dabei ruhig. Alle vier bis fünf Minuten wurde neues Pulver hinzugetan.

Das grüne Triplett (Gruppe b) erregt helle Resonanzspektren, die in Figur 4 reproduziert sind. Wir finden hier das Triplett mehr oder minder vollkommen in regelmäßigen Zwischenräumen wiederholt. Wenn der Abstand der einzelnen Linien, welche die Serien bilden, für jede Serie derselbe wäre, so müßten wir offenbar das Triplett immer wieder über das ganze Spektrum hin wiederholt finden. Daß dies nur in unvollkommenem Maße der Fall ist, kommt von der Verschiedenheit des Abstandes der Linien in den einzelnen Serien her. Bislang hat sich noch kein Mittel gefunden, die Spektren einzeln zu erregen, weil die

drei erregenden Linien so nahe beieinander liegen.

Die Wellenlängen sind weiter unten verzeichnet (Tabelle IX).

Man kann leicht die drei Serien äquidistanter Linien herausfinden, welche von den drei Magnesiumlinien erregt werden. Dagegen ist es unmöglich, irgend etwas über die Extralinien oder über die Zugehörigkeit irgendeiner von diesen zu den einzelnen Serien auszusagen. Linien, welche derselben Serie angehören, sind durch denselben Buchstaben bezeichnet, während die erregenden Linien unterstrichen sind. Die Wellenlängendifferenzen für die drei Serien a, b und c sind in einer besonderen Tabelle (Tabelle X) zusammengestellt. Die Serie „a" wurde am besten erhalten, soweit die Konstanz der Wellenlängendifferenzen in Frage kommt. Die geringe Abweichung in der Mitte der Tabelle gleicht sich aus und beruht zweifellos auf einem Fehler von einer halben Å.-E. bei der Ausmessung einer der Linien.

Tabelle IX.

5342,0	b	5201,5		5101	
5327,0	a	5190		5098,0	a
5305		5184,5	b	5095,2	
5302,5	b	5181		5089,8	c
5297,2		5179		5075	
5296		5173,5	a	5068	b
5288,0	a	5167,5	c	5060	a
5286		5145,5	b	5056	
5284,0	c	5142,7		5049,5	c
5263,5	b	5140		5030	b
5258		5136,0	a	5022	a
5250,0	a	5134,5		4991	b
5245,2	c	5133		4984	a
5224,0	b	5129	c	4978,5	
5222		5124		4957	
5212,0	a	5106,5	b	4946	a
5206,5	c				

Tabelle X.

Differenzen.

a	b	c
39	39,5	38,8
38	39	38,7
38	39,5	39
38,5	39,5	38,5
37,5	39	39,2
38	39	40
38	38,5	
38	38	
38	39	
38		

Erregung mit Blei.

Der Bleibogen veranlaßt den Natriumdampf zur Emission einer stark ausgeprägten Serie von Linien mit einer Wellenlängendifferenz von 39 Å.-E. Diese Linien sind von Trabanten begleitet, die bald auf der einen und bald auf beiden Seiten liegen, wie die Tabelle XI zeigt. Das Gesetz, welchem die Verteilung der Trabanten folgt, und die mögliche Ursache für ihr Auftreten werden sich erst bestimmen lassen, wenn eine größere Menge von Photographien der Resonanzspektren aufgenommen sein wird und die Ergebnisse verglichen und zusammengestellt sein werden. Die Linien, welche die Serie bilden, sind mit einem Stern bezeichnet.

Tabelle XI.

λ		$\Delta\lambda$
5336,5		
5309,5		
5299		
5272		
5263		
5254		
5238		
5233		
5201	*	
5195		39
5188		
5162	*	
5158		
5154		39
5127		
5123	*	
5119,5		39
5084	*	
5081		39
5045	*	
5042		38
5006	*	
5002		
4968	*	
4963		38
4956		
4930	*	
4928		
4925		

Die Linie im Bleispektrum, welche dieses Resonanzspektrum erregt, hat eine Wellenlänge von 5006 Å.-E. Außerdem ist eine schwächere Linie bei 5002 Å.-E. vorhanden, und ich bin nicht sicher, ob das Licht dieser Linie für irgendwelche Linien im Spektrum verantwortlich ist. Sie paßt bis auf eine Å.-E. genau in die Serie, aber sie ist viel schwächer als die Linie bei 5006 Å.-E.

Erregung mit Wismut.

Der Wismutbogen ist bei weitem der beste Erreger für den Dampf, den wir haben, und er liefert das typische Resonanzspektrum. Er hat nur eine einzige Linie, die wirksam ist, und diese Linie liegt weit im Blau. Das Resonanzspektrum besteht aus einer Serie im Blau, welche sich bei langer Exposition bis ins Grün hinein verfolgen läßt, und einer Menge Linien im oberen Ende des Spektrums im gelbgrünen Gebiet.

Die erregende Linie ist im Resonanzspektrum von zwei schwachen Trabanten begleitet. Die erste Linie oberhalb ist ein enges Duplett,

die zweite ein breiteres, und die erste Linie unterhalb ist eine verdächtiges Duplett, der Breite nach zu urteilen. Aller Wahrscheinlichkeit nach sind die zweite und die dritte Linie unterhalb der erregenden Linie Dupletts, obschon sie so schwach sind, daß sie auf den bisher erhaltenen Photographien nur eben noch unterschieden werden können.

Zwei Linien in der Serie scheinen zu fehlen.

Die Wellenlängen im blauen und grünen Spektralgebiet sind in der nachstehenden Tabelle XII aufgeführt.

Die Linien im gelbgrünen Spektralgebiet sind in der folgenden Tabelle XIII zusammengestellt. Die Intensitäten sind roh in Zahlen angegeben, wobei 1 sehr schwach bedeutet.

Tabelle XII.

λ		$\Delta\lambda$
5007	*	
5004		
4995		$\frac{72}{2} = 36$
4990		
4962		
4935	*	
4927		$\frac{71}{2} = 35{,}5$
4867		
4864	*	
4860		35,5
3828,5	*	
4823,7		35,5
4793	*	
4790,5		34,5
4757,5	*	
4756,5		34,5
4727		
4723	*	
4720		33
4690	*	
4657,5	*	32,5
5624	*	32,5

Tabelle XIII.

5534,4	1	5447,1	2	5391,9	
5530,3	1	5445,9	2	5391,1	2
5509	1	5442,1	2	5388,3	1
5504	3	5440,9	5	5387,1	1
5500,9	6	5438,3	1	5379,1	4
5499,5	1	5436,7	1	5377,7	4
5491,6	2	5431,1		5376,2	1
5490,1	2	5429,5		5374,0	5
5488,7	5	5426,8		5373,5	7
5474,5	5	5425,4		5372,5	1
5473,5	6	5423,9		5358	2
5470,5	2	5413,2	8	5357,3	2
5469,0	2	5411,9	8	5355,7	1
5463,8	1	5410,4	2	5336,8	6
5462,3	1	5408,3	5	5335,6	2
5459,4	7	5407,5	5	5334,1	1
5458,0	3	5394,8	2	5299,8	2
5456,5	5	5392,8			

Erregung mit Silber.

In der früheren Arbeit hatte ich gemeint, daß die Silberlinie 5209 Å.-E. dieselbe Serie erregte wie die Kadmiumlinie 4800 Å.-E. Ich weiß jetzt, daß dies ein Irrtum war, der von der Unzulänglichkeit des benutzten Spektroskops herrührte. Die Silberlinie erregt eine Serie, deren einzelne Linien um ungefähr 1,5 Å.-E. länger sind als die entsprechenden von der Kadmiumlinie erregten Linien. Der zur Erregung des Resonanzspektrums benutzte Silberbogen wurde zwischen Kohlen gebildet, deren untere mit einer Seele aus metallischem Silber versehen war. Es war keine prismatische Zerlegung erforderlich, denn ich fand, daß die Linie 5209 Å.-E. die einzige war, welche den Dampf zu erregen vermochte. Die Wellenlängen der Linien im Resonanzspektrum sind in der folgenden Tabelle XIV angegeben. Die ersten sechs Linien in der Tabelle waren sehr schwach, und ihre Wellenlängen sind nicht so genau wie die der übrigen.

Tabelle XIV.

λ		$\Delta\lambda$	$\Delta\lambda$ für die Serie „a"
4947,5			
4985,3		37,8	
5022,3		37	
5059,5		37,2	
5097,0		37,5	
5122,0	a	36	
5133,0	*		38
5160,0	a	37,8	
5170,8	*		38
5198,0	a	38,2	
5209,0	*		38
5236,0	a	38	
5247,0	*		
5285,0	*	38	
5324,5	*	38,5	

Die starken Linien, welche ich mit beträchtlicher Genauigkeit gemessen habe, und die eine Serie bilden, habe ich mit Sternen bezeichnet. Die ersten fünf Linien in der Tabelle gehören, wie ich glaube, gleichfalls derselben Serie an, obschon eine geringe Unstimmigkeit in der Tabelle der Differenzen vorzuliegen scheint. Vier von den starken äquidistanten Linien sind von schwachen Linien auf der kurzwelligen Seite begleitet. Diese Trabanten sind ebenfalls äquidistant. Ich habe sie in der Tabelle mit „a" bezeichnet, und ihre Wellenlängendifferenzen sind genau gleich 38 Å.-E.

Erregung mit Kupfer.

Die durch das Licht des Bogens zwischen Elektroden aus metallischem Kupfer erregten Resonanzspektren sind in Figur 3 abgebildet. Nur die drei grünen Linien sind wirksam. Die Linie 5293 Å.-E. erscheint zwar auf der Platte, ich bin aber doch der Meinung, daß sie keine Fluoreszenz erregt. Ich habe von den Spektren, welche von den drei Linien

einzeln erregt werden, Spektrogramme erhalten; diese sind aber nicht sehr befriedigend, weil die Spalte des monochromatischen Beleuchtungsapparates sehr eng gemacht werden mußten, und nur wenig Licht zur Verfügung war. Die Hauptschwierigkeit besteht jetzt darin, eng benachbarte Linien zu trennen und doch noch genügend Licht für die Untersuchung zu behalten. Ich habe kürzlich ein Kaliumchloratplättchen gefunden, welches im durchgelassenen Licht eine sehr schwarze Interferenzbande von nicht viel mehr als 15 Å.-Einheiten Breite zeigt. Die Lage dieser Bande ändert sich mit dem Einfallswinkel des Lichtes und kann so eingestellt werden, daß sie nach Belieben eine der Kupferlinien herausschneidet. Sie kann das jedoch nicht in einem divergenten Lichtstrahlenbündel, weil in diesem Falle der Einfallswinkel veränderlich ist; da nun der Kristall weniger als ein Quadratcentimeter Fläche hat, so wird durch seine Verwendung an dem monochromatischen Beleuchtungsapparat wenig oder gar nichts gewonnen. Könnte man ähnliche Kristallplättchen herstellen, die mehrere Centimeter breit wären, so würde man sie in solchem Lichte verwenden können, das mit Hilfe einer Linse parallel gemacht wäre, und die Aufgabe, Spektrallinien zu trennen, würde damit gelöst sein.

In dem seitens der drei grünen Kupferlinien erregten Resonanzspektrum habe ich bereits mehr als hundertundzwanzig Linien gemessen; ich möchte indessen diese Liste nicht veröffentlichen, solange nicht mit den einzelnen Strahlungen zufriedenstellendere Spektrogramme erzielt worden sind. Das Spektrum ist sehr kompliziert, und ich bin keineswegs sicher, welche Linien zusammengehören, obgleich eine Anzahl sehr scharf ausgeprägter Serien auftritt. Meine vor Jahresfrist geäußerte Vermutung, daß die kürzeste der drei Linien eine Dupletserie errege, ist bestätigt worden.

Das magnetische Rotationsspektrum.

Aus der vorliegenden Arbeit hat sich ergeben, daß nicht viele der hellen Linien des magnetischen Rotationsspektrums mit Linien der Resonanzspektren zusammenfallen. Die von mir in meiner früheren Arbeit geäußerte Ansicht, daß solche Übereinstimmungen herrschten, beruhte auf der damals angewandten geringen Dispersion. Im magnetischen Spektrum scheinen sechs Serien oder mehr vorhanden zu sein; sie fallen aber mit keiner der durch monochromatische Strahlung erregten Serien zusammen. Die Linien, welche die magnetische Drehung zeigen, sind dieselben Linien, die im Spektrum der mit weißem Licht erregten Fluoreszenz besonders stark hervortreten. Ich bin augenblicklich damit beschäftigt, das magnetische Spektrum nach der Methode zu untersuchen, die ich jüngst in meiner Arbeit über das Vorhandensein positiver Elektronen im Natriumatom beschrieben habe.

Ich habe das Spektrum nochmals unter günstigeren Bedingungen photographiert und eine viel größere Anzahl von Linien, im ganzen etwa 200, erhalten. Die Tabelle ihrer Wellenlängen will ich erst veröffentlichen, wenn die endgültige Arbeit druckfertig sein wird, weil ich noch nicht festgestellt habe, ob die Linien alle die Polarisationsebene im gleichen Sinne drehen.

Erregung mit weißem Licht und mit Kathodenstrahlen.

Gegen Ende dieses Jahres will ich versuchen, das durch weißes Licht erregte Fluoreszenzspektrum mit dem 21 füßigen Gitter im Spektrum zweiter Ordnung zu photographieren. Wir werden dann eine Aufnahme im gleichen Maßstabe erhalten wie die Karte des Absorptionsspektrums. Ich habe bereits gefunden, daß die Struktur viel komplizierter ist, als ich anfänglich angenommen hatte; die dunklen Gebiete zwischen den starken Linien sind nämlich von einer Menge feiner Linien erfüllt. Die Struktur des Spektrums, wie ich sie in einer meiner früheren Arbeiten durch eine Zeichnung darzustellen versucht habe, ist ganz unrichtig, denn das besondere Aussehen beruht auf einer besonderen Verteilung des Lichtes im Spektrum im Verein mit einem ziemlich breiten Spalt. Das Spektrum der mit weißem Licht erregten Fluoreszenz, welches bei ungefähr 4600 Å.-E. beginnt, endet plötzlich an der Stelle, wo im Bogenspektrum des Metalls das gelbgrüne Duplett der ersten Nebenserie erscheint. Das mag natürlich ein Zufall sein, es kann aber auch auf irgendeiner Beziehung zwischen den Teilen des schwingenden Mechanismus beruhen, die uns einstweilen noch unbekannt ist. Das allgemeine Aussehen der oberen Hälfte dieses Spektrums ist in Figur 2 dargestellt. Es ist das obere Spektrum der Figur, dem ein Eisenspektrum zum Vergleich beigefügt ist. Die rot-orange Fluoreszenz erstreckt sich bis etwas unter die *D*-Linien, aber nicht ganz bis zum Ende der gelbgrünen Fluoreszenz hinab; in dem Gebiete zwischen den beiden Spektren fehlt alles Licht. Die Banden, welche die Enden dieses schwarzen Gebietes einrahmen, geben ihm das Aussehen eines tiefen Abgrundes. Ich habe bereits einige vorzügliche Photographien dieses Gebietes erhalten und werde sie in der abschließenden Arbeit veröffentlichen.

Erregung mit Kathodenstrahlen veranlaßt den Dampf zur Emission eines sehr merkwürdigen Spektrums. Die Linien der Haupt- und

Nebenserien treten sehr intensiv auf, ebenso die Linien, welche bei der Fluoreszenz infolge der Erregung mit weißem Licht erscheinen. Außerdem ist ein vollständig neues Spektrum vorhanden, welches einigermaßen zu den *D*-Linien symmetrisch zu sein scheint, wenigstens in ihrer unmittelbaren Nachbarschaft. Dieses Spektrum ist in Figur 7 dargestellt; das obere Spektrum ist mit dichtem Dampf, das untere mit dünnerem aufgenommen worden; dazu ist zum Vergleich das Eisenspektrum abgebildet. Die Linien der Nebenserie habe ich durch schwarze Punkte bezeichnet. Es ist ein sehr bemerkenswerter Umstand, daß die hellen Banden rechts und links von den *D*-Linien mit breiten dunklen Banden im Fluoreszenzspektrum zusammenfallen. Ich habe einige vor Jahresfrist aufgenommene Platten, welche die Banden sehr schön zeigen, habe sie aber noch nicht vergrößert, und ihr Maßstab ist für eine gute Wiedergabe zu klein.

Die vorliegende Arbeit ist nicht als eine vollständige Darstellung des Gegenstandes anzusehen, und ich veröffentliche diese Ergebnisse jetzt nur, damit sie denen, welche vom theoretischen Standpunkte aus über die Theorie der Strahlung von Elektronensystemen arbeiten, als Führer dienen könne.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 21. April 1908.)

Über die vom Voltaeffekt herrührenden Ströme und über die kontaktelektromotorische Kraft.

Von O. M. Corbino.

Wenn man zwei Platten aus verschiedenen Metallen, welche durch einen Metalldraht miteinander verbunden sind, und zwischen denen infolge des Voltaeffektes eine konstante Potentialdifferenz V besteht, einander nähert und voneinander entfernt, so laden sie sich mit einer veränderlichen Elektrizitätsmenge, je nach der Kapazität C des Systems der beiden Platten. Wenn man daher die Platten, von einem Abstande ausgehend, bei welchem diese Kapazität zu vernachlässigen ist, auf einen sehr kleinen Abstand bringt, welchem die Kapazität C entspricht, so wird der Draht, welcher die Platten verbindet, von der Elektrizitätsmenge

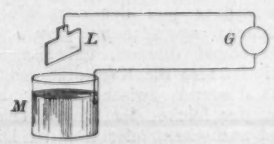
$$Q = CV$$

durchflossen werden, und eine gleich große Elektrizitätsmenge wird im entgegengesetzten Sinne den Draht durchfließen, wenn man die Platten voneinander entfernt. Bringt man periodische Kapazitätsänderungen hervor, so wird demnach der Draht von Wechselströmen durchflossen werden, und diese wird man durch einen geeigneten Kommutator, dessen Bewegung mit der der Platten zwangläufig verbunden ist, gleichrichten können. Nach eben dieser Methode konnte Majorana Ströme von der Größenordnung von ungefähr 10^{-9} Ampere erzeugen.

Mit einer viel einfacheren Anordnung ist es mir gelungen, millionenfach stärkere Ströme von der Größenordnung 1 Milliampere zu erzeugen. Das Wesen der Effekte, die ich erhalten habe, hat mich veranlaßt, die vorliegende Mitteilung zu veröffentlichen, und zwar auch aus dem Grunde, weil die Betrachtung der beträchtlichen Energiemengen, die hier mitspielen, mich zu einem sehr ernsten und vielleicht entscheidenden Einwand gegen die vielumstrittene Auffassung geführt hat, nach welcher der Voltaeffekt seinen Ursprung in der Berührung der beiden Metalle haben und nicht vielmehr von der chemischen Wirkung des Mediums herrühren soll.

Wie ich in einer früheren Arbeit[1]) nachgewiesen habe, bedeckt sich ein als Anode in einem Elektrolyten dienendes Aluminiumblech mit einer Doppelschicht, deren erste, überaus dünne Lage als Isolierschicht dient, während die äußere, etwas dickere Lage teilweise leitend ist. Die Dicke der äußeren Schicht wurde nach einem besonderen optischen Verfahren gemessen und ergab sich bei gleicher Ladungsdauer proportional der Formierungsspannung am Voltameter, und ist bei einer Spannung von 10 Volt von der Größenordnung 0,02 μ. Die Schichtdicke des Dielektrikums ist ungefähr zehnmal geringer. Wenn man weiter die so formierte Platte sorgsam wäscht und trocknet, so behält sie ihre isolierende Hülle, so daß, wenn man sie in Quecksilber taucht, ein richtiger Kondensator entsteht[2]), dessen innere Belegung das Aluminium und dessen äußere Belegung das Quecksilber, oder besser die teilweise leitende Schicht, bildet. Die Kapazität des so gebildeten Kondensators ist wegen der geringen Dicke des Dielektrikums sehr groß (bei einer Formierung mit 10 Volt hat ein Spiegelblech von 6×6 cm eine Kapazität von ungefähr 30 Mikrofarad). Sobald nur die Potentialdifferenz zwischen den Belegungen

1) O. M. Corbino, Cim. (5) **12**, Sept. 1906.
2) O. M. Corbino e S. Maresca, Cim. (5) **12**, Juli 1906. § 6.



einen bestimmten unterhalb der Formierungsspannung liegenden Grenzwert überschreitet, wird das Dielektrikum durchbrochen. Bildet man nun einen Stromkreis in der Weise, wie aus umstehender Figur ersichtlich, wo L das Blech, G ein ballistisches Galvanometer und M ein Becherglas mit Quecksilber bedeutet, und taucht man das Blech plötzlich in das Quecksilber hinein, so beobachtet man am Galvanometer einen plötzlichen Ausschlag, welcher solange dauert wie der Vorgang des Eintauchens. Läßt man das Blech in Ruhe, oder bewegt man es im Innern des Quecksilbers, so bleibt das Galvanometer merklich auf Null. Zieht man dagegen das Blech heraus, so erhält man einen nahezu gleich großen Ausschlag, aber im entgegengesetzten Sinne wie beim Eintauchen. Die Erscheinung kann unbegrenzt wiederholt werden, solange die isolierende Hülle, welche das Blech umgibt, unversehrt ist; sie hört aber vollständig auf, sobald die Hülle verletzt wird.

Die Elektrizitätsmengen, welche in beiden Richtungen durch den Stromkreis gehen, sind offenbar genau die, welche der Ladung und der Entladung des Kondensators bei der vom Voltaeffekt herrührenden Spannung entsprechen, mag dieser selbst nun auf dem Kontakt der Metallkette Aluminium, Kupfer (im Galvanometerkreis), Platin (welches in das Quecksilber eintaucht), Quecksilber beruhen oder auf der verschiedenen chemischen Einwirkung der Hülle auf die beiden sie berührenden Metalle.

Ich ging nun zu einem Blech von größerer Oberfläche (5×40 cm) über, das spiralig aufgerollt wurde, und ließ es ungefähr 10 mal in der Sekunde in das Quecksilber eintauchen und wieder herausziehen. Dazu benutzte ich einen kleinen Elektromotor, der einer das Blech führenden Metallstange eine hin- und hergehende Bewegung erteilte; die entstehenden Ströme wurden mittels eines synchronen Kommutators gleichgerichtet. Die Ströme erreichten hierbei die Größenordnung 1 Ampere, selbst dann noch, wenn in den Stromkreis ein Widerstand von einigen hundert Ohm eingeführt wurde.

Eine Frage, die schwer zu lösen ist und noch weitere Untersuchungen erfordert, betrifft die Rolle der äußeren halbleitenden Schicht. Man kann sich nämlich fragen: sammeln sich die beim Ein- und Austauchen in Bewegung gesetzten Ladungen auf dem Aluminium und dem Quecksilber (auf der dem Blech zugekehrten Fläche) an oder auf dem Aluminium und der äußerst dünnen, teilweise leitenden Salzhülle? Ist also die Kapazität des Systems als dem Abstand zwischen den Metallbelegungen, der Dicke der Doppelschicht entsprechend anzusehen, oder nur der Dicke der inneren wirklich isolierenden Schicht? In Wirklichkeit sind vorhanden, und zwar in sehr geringer Entfernung voneinander, die Berührungsfläche zwischen Aluminium und innerer Schicht, die Berührungsfläche zwischen innerer Schicht und äußerer Schicht, welch letztere ein Halbleiter zweiter Klasse ist, und schließlich die Berührungsfläche zwischen äußerer Schicht und Quecksilber. Es ist nun keineswegs leicht, vorherzusagen, was in einem solchen Falle geschehen muß; immerhin verzweifle ich nicht an der Möglichkeit, dieser Schwierigkeit Herr zu werden. Einstweilen kann ich jedoch sagen, daß die Ströme, die ich beim Eintauchen und beim Herausziehen erhalten habe, so gerichtet sind, daß sie die Reihenfolge zwischen Aluminium und Quecksilber in der bekannten Voltaschen Spannungsreihe umkehren. Nur beim ersten, sofort nach der Formierung und Trocknung des Bleches erfolgenden Eintauchen tritt ein einziges Mal ein Strom von entgegengesetzter Richtung auf wie bei allen Wiederholungen des Eintauchens.

Die unter diesen Verhältnissen gewonnenen Ströme, oder besser die beträchtlichen dabei mitspielenden Energiemengen, führen meines Erachtens auf einen schweren Einwand gegen die Anschauungen Lord Kelvins über die Ursache des Voltaeffektes.

Wir wollen zunächst zwei homogene Metallplatten betrachten, die durch einen Draht von zu vernachlässigendem Widerstande und durch ein Element von der umkehrbaren EMK. V untereinander verbunden sein sollen. Bringen wir die Platten auf einen sehr kleinen Abstand voneinander, dem die Kapazität C des Systems entspricht, so geht eine Elektrizitätsmenge $Q = CV$ durch das Element in solcher Richtung, daß es Energie liefert. Das Element leistet die Arbeit QV, und von dieser Arbeit stellt die eine Hälfte die elektrostatische Energie des geladenen Kondensators dar, die andere Hälfte die Arbeit, welche während der Annäherung der Platten dank ihrer Anziehung verfügbar wird.

Wenn wir jetzt die Platten bis auf ihren ursprünglichen Abstand auseinander bringen, so werden wir, um sie voneinander zu entfernen, eine mechanische Arbeit $\frac{1}{2} QV$ aufwenden müssen. Diese ergibt zusammen mit der von dem Kondensator bei der Entladung geleisteten Arbeit $\frac{1}{2} QV$ die Gesamtarbeit QV, welche dem Element vollständig zurückgegeben wird, weil dieses ja im entgegengesetzten Sinne wie vorher von derselben Elektrizitätsmenge durchflossen wird.

Wenn der Stromkreis einen Widerstand r enthält, so wird das Element auch jetzt noch bei der Annäherung der Platten dieselbe Energie QV entwickeln. Von dieser wird wiederum

die eine Hälfte elektrostatisch im Kondensator aufgespeichert werden, und die andere Hälfte wird zum Teil als mechanische Anziehungsarbeit, zum andern Teil als Joulesche Wärme in dem Widerstand r entwickelt werden. Beim Auseinanderbringen des Kondensators müssen wir jetzt eine größere Arbeit leisten als in dem Falle, wo der Widerstand nicht vorhanden war[1]), und dieser Überschuß wird genau der in dem Drahte entwickelten Jouleschen Wärme entsprechen. In jedem Falle gibt also das Element weder Energie ab, noch gewinnt es solche bei einem vollständigen Vorgange, bestehend aus Annäherung und Entfernung der Platten, und die Arbeit, welche sich im Drahte offenbart, wird von uns auf mechanischem Wege geleistet. Aber das Element erfüllt trotzdem eine sehr wichtige Rolle, nämlich die, bei Entfernung der Platten die Energie QV aufzuspeichern und sie bei der Annäherung wieder herzugeben. Wir wollen jetzt zu zwei Platten aus verschiedenen Metallen übergehen, die durch zwei dünne Drähte aus denselben Metallen verbunden sein sollen, und wollen die früheren Vorgänge wiederholen. Bei Annäherung wird das System die mechanische Arbeit der Anziehung und die Joulesche Wärme entwickeln. Woher kommt nun die entwickelte Energie? Beim Entfernen wird die elektrostatische Energie des Kondensators und die von uns vollführte mechanische Arbeit frei werden. Wo speichert sich diese Energie auf? Mit anderen Worten: wer versieht jetzt die Rolle, welche in unserem früheren Beispiel das Element gespielt hatte, und gibt die Energiemenge QV abwechselnd her und absorbiert sie wieder? Man könnte an eine potentielle Energie der Anziehung zwischen den heterogenen Metallen denken, welche ja eine analoge Funktion erfüllen könnte. Wenn das aber der Fall wäre, so müßten die Anziehungswirkungen auch bestehen, wenn wir die metallische Verbindung zwischen den beiden Platten unterbrechen, und daß dies nicht der Fall ist, läßt sich leicht beweisen. Man könnte auch annehmen, daß der Übergang der Elektrizitätsmengen in den beiden Richtungen an der Berührungsstelle der beiden Metalle umkehrbare elektrochemische Wirkungen hervorbringe. Wenn man nun diese chemischen Wirkungen zur Erklärung der geringen elektrischen Energiemenge in Anspruch nehmen könnte, welche zwei Metallbleche beim Kontakt annehmen, so kann man sie keineswegs so einfach im vorliegenden Falle heranziehen, wo die periodisch absorbierte und wieder abgegebene Energiemenge von der Größenordnung 1000 Erg ist. Wenn übrigens solche chemische Wirkungen (an der Berührungsstelle) durch den Übergang eines Stromes von einigen Ampere hervorgerufen werden könnten, so würden sie sich schon längst in unseren gewerblichen Leitungsanlagen deutlich offenbart haben, welche doch recht lange Zeit hindurch von so viel intensiveren Strömen durchflossen werden.

Endlich ist auch nicht an Wärmevorgänge an der Berührungsstelle zu denken, die bei jeder Verschiebung der Platten, und somit bei jedem Stromdurchgang die Energiemenge QV absorbieren und wiedergeben könnten, denn das würde der Annahme gleichkommen, daß nur die beiderseits der Berührungsstelle vorhandene Potentialdifferenz die durch den Peltiereffekt, der soviel kleiner als der Voltaeffekt ist, hervorgerufene sei:

Somit kann nur in der Wirkung des Mediums die Quelle der umkehrbaren chemischen Vorgänge gesucht werden, mit denen die Existenz des Voltaeffektes in obigem Versuche unlösbar verbunden ist. Wenn also der Einfluß des Mediums in obigem Versuche vollkommen ausgeschaltet würde, so würden die Anziehungswirkungen zwischen den Platten sehr viel kleiner sein, und der Voltaeffekt würde sich auf die aus dem Peltiereffekt zu berechnende EMK. verringern.

Physikalisches Institut der Kgl. Universität Messina.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 13. April 1908.)

1) Infolge der Gegenwart des Ohmschen Widerstandes r ist die Anziehungskraft der Platten während ihrer Annäherung kleiner, während ihrer Entfernung größer, da die Potentialdifferenz zwischen den Platten in ersterem Falle gleich $V - ri$, in letzterem gleich $V + ri$ ist.

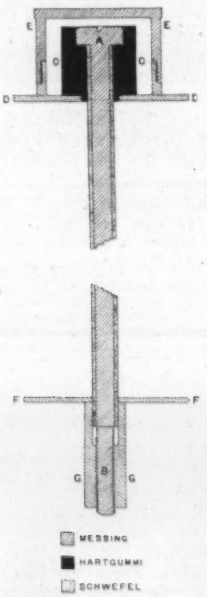
Über eine neue Form der Zambonischen Säule.

Von G. C. Simpson.

Jeder, der viel mit der Zambonischen Säule zu arbeiten hatte, weiß, wie schwach die zentralen Ebonitstäbe sind und wie leicht sie beim Gebrauch zerbrechen. So ein Stab, wie er bei der gewöhnlichen Form der Säule in Anwendung kommt, ist keineswegs stark genug, um diejenige Beanspruchung auszuhalten, die ihrerseits infolge des zur Erzielung eines gut funktionierenden Potentials auf die Papierscheiben ausgeübten Druckes hervorgerufen wird. Dickere Ebonitstäbe zu verwenden, scheint auch nicht vorteilhafter zu sein, denn ich hatte Säulen mit doppelt so starken Stäben, die unter den gewöhnlichen Versuchsbedingungen zerbrachen. Ferner haben die Säulen in Indien sehr große, von den rapiden Änderungen der Luftfeuchtigkeit herrührende Drucke auszuhalten; denn auf eine Periode äußerster Trockenheit folgt leicht eine Periode extremer

Feuchtigkeit, die Scheiben schwellen dadurch an und die Ebonitstäbe zerbrechen unter dem hohen Druck. Aus diesen und anderen Gründen ist während eines Jahres nur eine einzige von den sechs im meteorologischen Institut zu Simla benutzten Säulen intakt geblieben. Der fortwährende Ärger über die Zerbrechlichkeit der Säulen ließ mich den Versuch machen, die Ebonitstäbe durch metallene zu ersetzen, die stark genug sind, um ziemliche Spannungen auszuhalten. Der dabei erzielte Erfolg erschien mir wertvoll genug, um die neue Form der Säule kurz zu beschreiben, damit sie auch von anderen, welche gleichen Schwierigkeiten begegnen, benutzt werden kann.

Die neue Anordnung geht aus nachfolgender Figur hervor. *AB* ist ein 4,5 mm starker und



21 cm langer Messingstab, in dessen einem Ende ein Schraubengang eingeschnitten ist und dessen anderes Ende ein 1,3 cm dicker Schraubenkopf bildet. Dieser Stab besitzt eine 0,5 mm dicke Schwefelumhüllung, die sich vom Schraubenkopf am einen Ende bis zu dem Schraubengang am anderen Ende erstreckt. *C* ist ein Ebonitzylinder, in den der mit Schwefel bedeckte Messingstab eingebettet ist, so wie es die Figur zeigt. *D* ist eine 1 mm starke Messingplatte, deren Durchmesser, 4,5 cm, etwas größer als der der Papierscheiben der Säule ist. *E* ist ein Messingmantel, der zum Schutze des Ebonitzylinders *C* an die Platte *D* geschraubt wird. *F*, eine Messingplatte ähnlich *D*, sitzt auf dem Messingzylinder *G*, den man auf den Messingstab *AB* schraubt. Die Scheiben werden über den mit Schwefel bedeckten Messingstab gezogen und dieser von der Platte *D* bis zum Ende des Schwefelbelags damit angefüllt. Die Platte *F* wird sodann aufgeschraubt, wobei ein Drehen des Stabes bei Benutzung eines Schraubenziehers bei *A* vermieden wird. Man sieht, daß die ganze Stabspannung auf die Platte *D* übertragen wird mittels eines Kompressionsdruckes durch den Cylinder *C*, der seinerseits stark genug ist, um den für den Gebrauch erforderlichen Druck auszuhalten. Der Metallstab ist in metallischem Kontakt mit dem Ende *B* der Säule, so daß das ganze Potential zwischen diesem und dem Messingende *DE* besteht. Irgendein Elektrizitätsverlust würde entweder durch den Schwefel hindurch zu gehen haben oder über den Ebonitzylinder *C*; da jedoch Schwefel ein ausgezeichneter Isolator ist, so geht so leicht kein Leck weder hindurch noch darüber, und der Ebonitzylinder ist durch den Messingmantel *E* vollkommen vor Staub und Feuchtigkeit geschützt, so daß er ein guter Isolator bleibt, nachdem er einmal gründlich gereinigt worden ist.

Der Schwefelüberzug wird auf folgende Weise erhalten: Schwefel wird in einer Schale geschmolzen, die groß genug ist, um den Messingstab aufzunehmen; sodann wird der Stab in den geschmolzenen Schwefel eingetaucht. Der kalte Stab nimmt unmittelbar einen Schwefelüberzug an, man kann ihn jedoch so lange in der Schale lassen, bis dieser erste Belag wieder geschmolzen ist. Alsdann wird der Stab mittels eines sorgfältig darum geschlungenen Fadens herausgehoben und so lange gehalten, bis die dünne Schwefelschicht fest geworden ist. Sobald dies geschehen, wird der Stab schnell in dem geschmolzenen Schwefel untergetaucht und herausgehoben, bis der neue Belag fest geworden ist. Dieser Prozeß wird so oft wiederholt, bis der ganze Stab mit einer mindestens 2 mm dicken Schwefelschicht überzogen ist. Der Stab wird sodann zur Drehbank gebracht und so lange abgedreht, bis der Schwefel die erforderliche Dicke zeigt. Diese Bearbeitung muß so rasch als möglich ausgeführt werden, denn 20 Minuten nach dem Festwerden kann der Schwefel noch leicht geschnitten werden, nach Ablauf dieser Zeit aber kristallisiert er und kann dann nicht mehr geschnitten werden, ohne Risse zu bekommen oder abzusplittern.

Zwei Säulen wurden nach diesem Verfahren hergestellt, sie haben sich vorzüglich bewährt. Eine war fast ein ganzes Jahr lang fortwährend

in Gebrauch, sie hatte die geringe Winterfeuchtigkeit auszuhalten und die große Feuchtigkeit der Regenperiode; die Säule ist noch vollkommen in Ordnung, die Isolation ist wie eben erst fertiggestellt und keine Anzeichen liegen vor, daß der Schwefel rissig würde.

Der sehr große Messingmantel E hat sich beim Gebrauch als sehr praktisch erwiesen, denn die Säule kann aufrecht hingestellt werden, ohne daß die Gefahr eines etwaigen Vornüberfallens besteht. Es ist somit nicht notwendig, die Säule aufzuhängen oder sie nach dem Gebrauch auf Isolatoren zu legen, sie kann einfach mit dem einen Ende auf einen Tisch gestellt werden.

(Aus dem Englischen übersetzt von R. Lucas.)

(Eingegangen 24. Mai 1908.)

Über die Messung der Temperaturabhängigkeit der Brownschen Molekularbewegung.[1]

Von M. Seddig.

Im folgenden soll über die Versuche zur Messung der Temperaturabhängigkeit der sogenannten Brownschen Molekularbewegung kurz berichtet werden.[2])

Unter Brownscher Bewegung (in letzter Zeit meist Brownsche Molekularbewegung genannt) versteht man die äußerst rasche, zitternde Bewegung von sehr kleinen, mikroskopisch eben noch sichtbaren Teilchen, die in irgendeiner Flüssigkeit eingebettet sind. Diese zitternden Bewegungen erfolgen vollkommen spontan und bleiben beliebig lange in gleicher Weise bestehen. Ich besitze z. B. ein Präparat, welches diese Bewegungen seit über 2 Jahren in unverminderter Deutlichkeit zeigt. Alle genügend feinkörnigen Pulver können hierzu Verwendung finden; für meine weiterhin zu erwähnenden Versuche benutzte ich Zinnoberpulver wegen der Gleichförmigkeit der Teilchengröße.

In Angriff genommen wurden diese Versuche bereits 1904 auf Veranlassung des Herrn Prof. Richarz. Anregung zu diesem Thema gaben Ende 1903 die Beobachtungen in dem damals neuen Ultramikroskop, in welchem die hell leuchtenden Teilchen eine relativ leichte, messende Verfolgbarkeit erwarten ließen. Durch eine möglichst genaue Messung der Lebhaftigkeit der Teilchenbewegung bei möglichst verschiedenen Temperaturen sollte nachgeprüft werden, inwieweit diese Bewegungen eine exakte Abhängigkeit von der absoluten Temperatur zeigten. Stellte sich die zu erwartende Abhängigkeit der Teilchengeschwindigkeit von der absoluten Temperatur quantitativ heraus, so war damit ein experimenteller Beweis für die Anschauungen der kinetischen Wärmetheorie gewonnen.

Der Abschluß dieser Versuche zögerte sich jedoch aus verschiedenen Gründen, die in der vorläufigen Mitteilung angeführt sind, bis Ende 1907 hinaus.

Inzwischen (1905) behandelte Einstein die Erscheinungen der Brownschen Molekularbewegung in einer theoretischen Arbeit[1]) und fand, daß für ein bestimmtes Zeitintervall und bei im übrigen konstant gehaltenen Verhältnissen die Entfernung zwischen Anfangs- und Endlage eines Teilchens proportional ist dem Ausdruck

$$\sqrt{\frac{T}{k}},$$

worin T die absolute Temperatur und k den Reibungskoeffizienten der Flüssigkeit bedeutet.

Die experimentelle Kontrolle dieser Beziehung wurde nach einer großen Reihe von Methoden versucht, und zwar möglichst nach einem objektiven, photographischen Verfahren.

Versucht wurde zunächst, die leuchtenden Bahnen, die diese Teilchen im Ultramikroskop während einer bestimmten Zeit beschreiben, auf feststehender photographischer Platte zu photographieren, und dies Verfahren für jedes Präparat bei verschiedenen, bestimmten Temperaturen zu wiederholen. Die bei den einzelnen Temperaturen und in gleichen Zeiten erhaltenen Abstände zwischen Anfangs- und Endpunkt der Bahn müssen sich dann verhalten wie $\sqrt{\frac{T}{k}}$. Diese sehr naheliegende Methode war wegen der Lichtschwäche der Bildchen im Siedentopf-Zsigmondyschen Ultramikroskop nicht ausführbar.

Eine danach versuchte kinematographische Methode gab schon einige Resultate, die mit einem Präzisionskinematographen wohl auch eine genügende Genauigkeit gezeigt hätten.

Nach verschiedenen weiteren Methoden führte endlich wieder eine ultramikroskopische zum Ziel. Benutzt wurde ein, demnächst in der Zeitschr. f. Instrumentenkunde zu beschreibendes, lichtstarkes Ultramikroskop. Prinzipiell war die Methode folgende (vgl. Fig. 1): In das (vertikal stehende) Ultramikroskop, welches mit einem mikrophotographischen Apparat (P) in Verbindung steht, werden durch eine automatische Verschlußvorrichtung (bei F) für jede Aufnahme zwei Lichtblitze (von einer Bogenlampe her) hineingeworfen. Die beiden Lichtblitze haben jedesmal ein Intervall von 0,1 Se-

1) Mitteilung aus dem Physikal. Inst. d. Univ. Marburg.
2) Ausführlich in der Habilitationsschrift. Frankfurt a. M. 1908. Vorläufige Mitteilung in den Marburger Sitz.-Ber. Nov. 1907.

1) Einstein, Ann. d. Phys. (4) 17, 549—560, 1905.

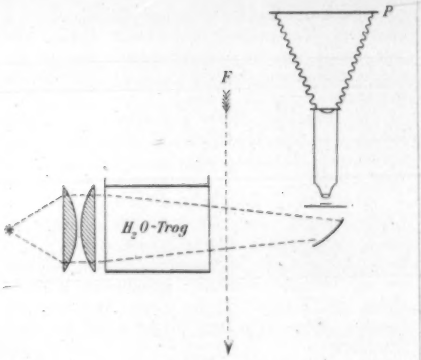


Fig. 1.

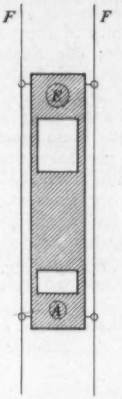


Fig. 2.

kunde. Von jedem beweglichen Teilchen zeigt die Platte dann zwei Abbildungen, die um eine kleine Strecke (die der Lageänderung des Teilchens während dieser Zeit entspricht) voneinander entfernt sind.

Diese Aufnahmen wurden für ein und dieselbe Suspension bei den verschiedensten Temperaturen wiederholt und dabei dann jedesmal die den betreffenden Temperaturen zukommenden Größen der Lageänderung erhalten. Die Markierung allein des Anfangs- und Endpunktes der Bahn des Teilchens während eines Intervalles von 0,1 Sekunde geschah zu dem Zwecke, daß nur eine möglichst geringe Strahlenmenge das Präparat durchsetze und dieses möglichst wenig erwärme.

Soweit das Prinzipielle der Methode, von der im folgenden einige experimentelle Einzelheiten gegeben werden sollen.

I. Belichtungsvorrichtung.

Um für alle Aufnahmen die beiden aufeinander folgenden Lichtblitze stets mit genau gleichem Intervall zum Mikroskop gelangen zu lassen, wurde folgende einfache Vorrichtung (vgl. Fig. 2) benutzt. Ein Blendschirm von der in nebenstehender Figur angedeuteten Form und etwa 1 m Länge kann längs der vertikal gespannten Führungsdrähte F frei fallen. Die etwa 3 m langen vertikalen Drähte befinden sich an der in Fig. 1 mit F bezeichneten Stelle, und zwar so, daß die Ebene beider Drähte senkrecht zur Richtung des Strahlenganges steht. In diesem Blendschirm befinden sich zwei Öffnungen, deren Größe und gegenseitiger Abstand so berechnet ist, daß beim freien Fall dieses Blendschirmes von einer bestimmten Höhe herab jede Öffnung einen Lichtblitz von $^1/_{40}$ Sekunde Dauer hindurchläßt und beide Belichtungen in einem Intervall von $^1/_{10}$ Sekunde aufeinander folgen.

II. Vorrichtung zur Erhitzung und Temperaturmessung des Präparates.

Für vorliegende Untersuchung kam es darauf an, die betr. Bewegungen bei möglichst differenten Temperaturen zu beobachten. Soweit auch der Spielraum in dieser Richtung erscheint, so eng waren in Wirklichkeit die Grenzen. Denn da bei der Auswertung der erhaltenen Resultate eine genaue Kenntnis der inneren Reibung der suspendierenden Flüssigkeit erforderlich ist, so kam als solche nur das Wasser in Betracht, da nur für dieses die Werte der inneren Reibung für eine größere Zahl von Temperaturen genau bestimmt sind. Mit der Wahl des Wassers war auch das Temperaturintervall 0^0 bis 100^0 gegeben.

Um das Präparat auf die relativ hohen Temperaturen von ca. 100^0 zu bringen, wäre es das einfachste gewesen, in einem Thermostaten das Mikroskop mitsamt dem Präparate zu erhitzen; es war dies aber nicht angängig, weil die Kittung der Mikroskoplinsen sich hätte trüben können; es mußte dies um so mehr vermieden werden, da die benutzten Mikroskope geliehene waren. Die Erhitzung ließ sich schließlich durch folgenden Präparatträger (vgl. Fig. 3 u. 4) bequem und konstant erzielen. Auf einer Glasplatte GG' (vgl. Fig. 3) sind

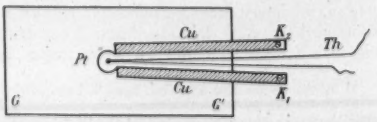


Fig. 3.

Fig. 4.

zwei aus dünnstem Schablonenkupferblech hergestellte elektrische Stromzuleitungen K_1 und K_2 aufgekittet und am Ende durch eine dünne, breitgehämmerte Platindrahtschleife von etwa 4 mm Durchmesser verbunden, welche als elektrischer Heizkörper dient. Auf diese Heizschleife werden einige Tropfen von möglichst klarem Paraffinöl gebracht, die das ganze Schleifeninnere und dessen Umgebung ein paar Millimeter weit bedecken. Auf diese Paraffinölschicht wird ein relativ großes und sehr dünnes Deckglas D_1 (vgl. Fig. 4) aufgelegt, welches weiterhin als eigentlicher Objektträger zu dienen hat. Denn erst auf dieses Deckglas D_1 kommt die zu untersuchende Flüssigkeit S, die mit einem kleineren Deckglase in gewöhnlicher Weise abgedeckt wird.

Beim elektrischen Anheizen der Platindrahtschleife erwärmt sich zunächst die benachbarte und relativ dicke Paraffinölschicht; von dieser aus geht dann die Erwärmung rasch durch das dünne Deckglas D_1 zur Schichte S. Ein derartiges Heizen des Präparates erfolgt sehr rasch und zuverlässig und erlaubt ein Konstanthalten der Temperatur auf $^1/_{20}$ und weniger Grade genau während langer Zeit. Ein in die Mitte der Heizschleife eingebrachtes Thermoelement Th (vgl. Fig. 3) erlaubt die Temperatur der darüber befindlichen Präparatstelle genügend genau zu ermitteln.

III. Art der Suspension.

Wie bereits zu Eingang dieser Mitteilung erwähnt wurde, zeigen alle Körper, sofern sie sich in genügend feiner Verteilung in einer Flüssigkeit suspendiert befinden, die sogenannten Brownschen Bewegungen.

Für vorliegende Arbeit war es weniger wichtig Substanzen zu wählen, deren Teilchen die lebhaftesten Bewegungen zeigen; vielmehr kam es darauf an, solche Stoffe zu verwenden, deren Teilchen von möglichst gleicher Korngröße zu erhalten sind und gute ultramikroskopische Bilder geben. Aus der sehr großen Zahl der untersuchten Pulver erwies sich für diese Zwecke Zinnoberpulver als das bestgeeignete. Von ihm wurde eine Suspension von praktisch ganz gleichmäßiger Korngröße dadurch erhalten, daß eine Suspension dieses Stoffes in einem besonders hohen (40 cm) Becherglase während einer Woche der Sedimentation überlassen wurde; die nach dieser Frist von oben abpipettierte Flüssigkeit enthielt dann praktisch nur Teilchen einer einzigen Größe. Mit dieser so erhaltenen Suspension wurden dann die sämtlichen messenden Versuche angestellt, so daß also untereinander vergleichbare Versuchsreihen erhalten wurden.

IV. Resultate.

Die Ausmessung der nach vorstehender Methode erhaltenen Verrückungen ergab Werte, die (im Mittel) von den zu erwartenden theoretischen Werten nicht ganz 6 Proz. entfernt liegen, und zwar in dem Sinne, daß die beobachteten Verrückungen größer sind als die berechneten.

Die wesentliche Ursache dieser Abweichungen ist in folgendem zu suchen: Von dem im Objektträger befindlichen Heizdrahte wird eine erhebliche Menge strahlender Wärme ausgesandt, welche vorwiegend an den suspendierten Partikelchen zur Absorption gelangt und eine Temperaturerhöhung dieser Teilchen bewirkt. Diese Temperaturerhöhung wird sofort an die nächstbenachbarten Flüssigkeitsschichten weitergegeben; das Teilchen befindet sich somit eingehüllt in eine höher temperierte Flüssigkeitsschicht und vollführt raschere Bewegungen, als es die am Thermoelement abgelesene Durchschnittstemperatur der übrigen Flüssigkeit erwarten läßt. Dieser Fehler wird um so größer, je stärker der Heizdraht erwärmt ist.

Es wurden aber auch einige Platten erhalten, bei denen die gemessenen Werte kleiner als die theoretischen waren; aber es besteht die Vermutung, daß dieses irgendwelche fremde Ursachen sind, daß geringe Spuren fremder Substanzen trotz aller Vorsicht in die Suspension gerieten und durch ihre Beimengung störend wirkten; bei einigen ganz abnormen Platten z. B. waren nachträglich an der Präparatfläche und unter schiefer und intensiver Beleuchtung Andeutungen von Schillerfarben zu erkennen.

Trotzdem die Mitbenutzung dieser Platten die Resultate bessern würde, ist wegen des eben geäußerten Verdachtes davon Abstand genommen worden. Die bestehenbleibende Abweichung zwischen gemessenem und theoretischem Werte ist ja auch von geringerer Wichtigkeit, nachdem man wohl ihre Ursache, wie vorhin ausgeführt ist, befriedigend angeben kann. Diese Deutung der Abweichung beider Werte ist ferner gerechtfertigt durch folgende Beobachtung: In einer sehr ungleichförmigen Suspension, in welcher sich also sehr große und ganz kleine Partikelchen befinden, bewegen sich diejenigen kleinen Teilchen, die sich in nächster Nähe der großen Teilchen befinden, ganz bedeutend rascher als andere Teilchen gleicher Größe, die sich weitab von benachbarten isoliert befinden.

Experimentelle und sonstige Einzelheiten sollen hier nicht weiter ausgeführt werden, da

sie an anderer Stelle publiziert sind.[1]) Nur folgende Angaben mögen hier noch gemacht werden: Die ultramikroskopischen Momentaufnahmen geschahen bei einer Vergrößerung von 1675fach linear; zur Ausmessung wurden die erhaltenen Platten nochmals etwas über 20fach durch Projektion vergrößert, so daß die zur Messung gelangende Wegstrecke das ca. 34000-fache des von dem Teilchen wirklich zurückgelegten Weges betrug. Wurde z. B. ein Punktabstand von 7 mm gemessen, dann betrug die wirkliche Lageänderung des Teilchens im Präparat ca. 0,0002 mm.

Trotz der Abweichungen dürfen diese messenden Versuche wohl als eine direkte, experimentelle Bestätigung dafür gelten, daß die jetzt fast allgemein angenommenen Anschauungen einer kinetischen Wärmetheorie zu Recht bestehen. Die Brownsche Bewegung der kleinen suspendierten Teilchen gibt also dem Auge direkt erkennbar ein vergrößertes Bild jener Wärmebewegung der Flüssigkeitsmolekeln, deren Folge sie sind.

1) Habilitationsschrift Frankfurt a. M. 1908.

Marburg i. H., Mai 1908.

(Eingegangen 3. Juni 1908.)

Zur Priorität eines „Wellenapparates zur Zusammensetzung beliebig vieler Wellen während ihres Verlaufes — also zur Demonstration stehender und interferierender Wellen u. dgl.".

Von L. Kann.

Erst jetzt auf den von W. Schmidt (Gießen) der 76. Naturforscherversammlung zu Breslau vorgeführten Apparat[1]) aufmerksam gemacht, möchte ich mir an dieser Stelle den Hinweis gestatten, daß ich ein Prinzip zur selbsttätigen Addition der Wellenordinaten nicht nur zweier, sondern beliebig vieler Wellenschablonen bereits beträchtlich früher ausgearbeitet und in meinem Aufsatz: „Modelle zu Demonstrationen — besonders im elektrotechnischen Unterricht"[1]) als II. Modell: „Wellenapparat zur Zusammensetzung beliebig vieler Wellen während ihres Verlaufes" publiziert habe.

Wenn dies Herrn Schmidt bei der Gründlichkeit, mit der er sich in der bezüglichen Literatur umgesehen zu haben scheint — er zitiert einen wahrscheinlich nie ausgeführten Apparat aus dem Jahre 1857 —, entgangen ist, so muß ich annehmen, daß mein Apparat nicht im geeigneten Rahmen erschienen ist, um die rechte Beachtung zu finden. In dieser Annahme werde ich auch noch durch den Umstand bestärkt, daß in der mit geradezu beispielloser Sorgfalt die einschlägige Literatur berücksichtigenden „Physikalischen Technik" von Frick-Lehmann mein einfacher „Wellenapparat zur Zusammensetzung beliebig vieler Wellen für einen bestimmten Moment"[2]) beschrieben und abgebildet ist, während der doch viel allgemeiner verwendbare oben erwähnte Apparat zur Zusammensetzung beliebig vieler Wellen während ihres Verlaufes nicht einmal erwähnt wird.

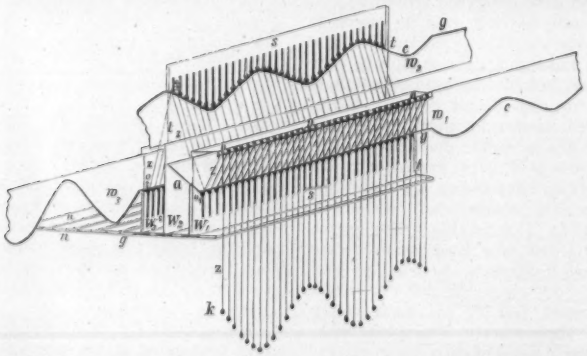
Dies veranlaßt mich nunmehr, hier wenigstens ein Bild des Apparates zu geben nach dem Klischee der ursprünglichen Publikation, das mir der Verlag der „Wiener Vierteljahrsberichte" zu diesem Zwecke freundlichst überlassen hat.

Aus der Figur läßt sich das Prinzip der Addition der Wellenordinaten ohne weiteres

1) W. Schmidt, diese Zeitschr. **5**, 683, 1904.

1) L. Kann, Wiener Vierteljahrsberichte zur Förd. des physikalischen und chemischen Unterrichtes **7**, 114, 1902.

2) L. Kann, Zeitschr. für den physikalischen und chemischen Unterricht **15**, 16, 1902.



erkennen: die durch schwere Kugeln k (oder Federn) gespannten Fäden z sind durch die in den Spalten s der Wellenständer W leicht gleitenden Ösen o um die eingeschobenen Wellenschablonen w herumgeführt — und geben durch die Entfernungen ihrer Enden k aus der Nullstellung die (fast verdoppelte) algebraische Summe der jeweilig von ihnen berührten Wellenordinaten.

Der Apparat hat demnach nicht bloß das Anwendungsgebiet der im vorstehenden erwähnten Modelle, sondern ein wesentlich weiteres: so gestattet er z. B. auch zu zeigen, daß die drei Wechselströme des Dreiphasenstromes, durch eine Leitung geschickt sich gegenseitig aufheben; u. dgl. m.

Die Fabrikation des Apparates hat die Fa. E. Leybold's Nachfolger in Cöln a. Rh. übernommen.

Pilsen, Mai 1908.

(Eingegangen 25. Mai 1908.)

VORTRÄGE UND REDEN.

32 Seiten.

Energietransport in der Elektronenwelt.[1])

Von W. H. Julius.

Es besteht gegenwärtig ein sehr allgemeines Interesse für die Physik. Zum Teil ist dieses einigen überraschenden Entdeckungen zuzuschreiben, die in den letzten Jahren schnell aufeinander gefolgt sind und die fast sofort zu wertvollen Gaben für die Wissenschaft ausgearbeitet werden könnten. Brauche ich zu erinnern an X-Strahlen, Radiotherapie, elektrische Wellen, drahtlose Telegraphie, Erzielung von sehr hohen und sehr niedrigen Temperaturen, und was nicht noch mehr? Freilich auch in anderen Zweigen der Wissenschaft wurden glänzende Entdeckungen gemacht, die für die Menschheit von großem Wert sind. Die unverkennbare Anziehungskraft, die im besonderen die physikalischen Probleme unserer Zeit auf weite Kreise ausüben, muß denn auch mehr noch in philosophischen als in praktischen Neigungen gesucht werden. Was bei der Physik, bei der Beobachtung ihrer jüngsten Fortschritte vor allem unwiderstehlich fesselt, ist das schnelle Anwachsen gewisser neuer Ideen, die zu einem Prinzip geführt haben, das an Allgemeinheit mit dem Gesetz der Erhaltung der Energie wetteifert. Ich meine die Auffassung, daß der Stoff vollkommen aus Elektronen aufgebaut sein soll, eine Vorstellung, die ebenso großartig wie der Evolutionsbegriff in der Biologie und mit diesem auch in gewissem Sinne verwandt ist. Ist diese Auffassung richtig, dann werden die Grundprinzipien der Mechanik, der Chemie, ja sämtlicher Unterabteilungen der gesamten Naturwissenschaft, revidiert und auf eine gemeinschaftliche Basis, die Elektrizitätslehre, gestellt werden müssen.

Freilich sind viele Physiker noch nicht geneigt, die von Wien, Lodge und anderen vertretene Sache einer sich so weit erstreckenden Verallgemeinerung als gewonnen anzusehen. Bei aller Anerkennung der riesigen Fortschritte, die die Einsicht in allerhand Erscheinungen auf dem Gebiet von Elektrizität und Licht seit dem ersten Eintritt des negativen Elektrons in die Wissenschaft gemacht hat, meinen sie, daß es verfrüht sein würde, die Elektronen für alle Eigenschaften des wägbaren Stoffes verantwortlich zu machen. Die Vorstellungen von den Trägern der positiven Ladungseinheiten haben noch nicht dieselbe Festigkeit erhalten wie die die negativen Elektronen betreffenden. Selbst Lorentz, dem wir mehr als irgendeinem anderen die Entwicklung der neuen Elektrizitätstheorie zu verdanken haben, hält die Zeit für die Alleinherrschaft des Elektrons noch nicht für gekommen. Wohl scheinen die Ergebnisse seiner letzten Untersuchung über den Einfluß der Bewegung der Erde auf Molekularwirkungen und optische Erscheinungen eine rein elektromagnetische Auffassung des Stoffes wiederum zu unterstützen; doch wenn die Schwierigkeiten auch schwinden, so sind sie doch nicht vollkommen aufgehoben.

Die Schwierigkeiten des Problems erhöhen wenn möglich noch die Spannung, mit der wir den Wettstreit der großen Denker verfolgen. Wie dem auch sein mag, es schwebt uns auf dem Gebiet der heutigen Physik wieder das Ideal einer alles umfassenden Einheit vor, die ihren packenden Einfluß auch außerhalb des Kreises der Physiker geltend macht.

Einen historischen Umriß des Entstehens und der Entwicklung der neuen Begriffe in bezug auf Elektrizität, Elektronen und Materie brauche ich nicht zu entwerfen. In fesselnder Weise ist dies vor mehr als drei Jahren von demselben Platze aus von meinem Kollegen Wind geschehen, und in tüchtigen populären Zeitschriften fehlt es nicht an Artikeln, die das Interesse an dem Gegenstand wach erhalten. Immer weniger notwendig wird es, den kleinen elektrisch geladenen Teilchen einen Empfeh-

1) Rektoratsrede, anläßlich des 272. Gedenktages der Gründung der Universität Utrecht (26. März 1908).

lungsbrief bei ihrem Eintritt in unser Weltbild mitzugeben, woselbst sie wegen ihrer vielseitigen Brauchbarkeit in zunehmendem Maße geehrt werden.

Nehmen wir also die Grundvorstellung an, daß aller wägbare Stoff Elektronen enthält, und daß diese einen Teil eines jeden Atoms bilden. Aber von dem wichtigen Gewebe von Schlußfolgerungen, die man bereits aus dieser Hypothese abgeleitet hat, von allen Bestrebungen, die geschehen sind, um die Eigenschaften des wägbaren Stoffes aus denen der Elektronen zu erklären, werden wir einen großen Teil unerwähnt lassen müssen. Es ist meine Absicht, Ihre Aufmerksamkeit im besonderen auf den Energietransport in der Elektronenwelt zu lenken. Wir wollen die Vorgänge betrachten, durch die die Beziehungen zwischen Elektronensystemen auf größeren Entfernungen unterhalten werden. Hierbei wird es sich zeigen, daß auch diese Vorgänge als unmittelbare Folgen aus den Grundeigenschaften, die man dem Äther und den Elektronen zuerkannt hat, angesehen werden können.

Man stellt sich das Elektron vor als ein elektrisch geladenes Teilchen, d. h. als einen sehr kleinen Teil des gewöhnlich kugelförmig gedachten Raumes, um den herum der Äther sich in dem eigenartigen Spannungszustand befindet, den wir aus den elektrostatischen Wirkungen einer positiv oder negativ geladenen Metallkugel durch den Versuch kennen. Die Umgebung eines solchen Leiters ist ein unbegrenztes elektrostatisches Kraftfeld, woselbst die Kraft überall zu der Ladung direkt und zum Quadrat der Entfernung nach dem Mittelpunkt der Kugel umgekehrt proportional ist. Das gleiche gilt für das Elektron. Alle Elektronen besitzen die gleiche Ladung. Auf vielen verschiedenartigen Wegen hat man den Betrag dieser Ladung bestimmt und dafür stets ungefähr $3{,}5 \times 10^{-10}$ elektrostatische Einheiten gefunden. Merkwürdig ist es, daß man sich bei den negativen Elektronen den Leiter selbst, der die Ladung trägt, ganz fortdenken muß. Der kleine kugelförmige Raum, um den herum das Kraftfeld herrscht, besitzt einen Radius von 10^{-13} Centimetern; darin befindet sich aber nichts Materielles, nichts, was im Sinne der Mechanik „Masse" besitzt. Das negative Elektron ist eine freie Ladungseinheit und nichts mehr. Freie positive Elektronen hat man bisher nicht mit Sicherheit kennen gelernt.[1]) Die positiven Ladungseinheiten sind, je nach den chemischen Atomen, zu denen sie gehören, an verschiedene „Massen" gebunden. Soeben sprachen wir von der großen Verallgemeinerung, nach der der Stoff vollkommen aus Elektronen bestehen würde. Diese Auffassung schließt also in sich, daß auch die mitgezogenen Massen als Elektronenwirkungen erklärt werden müssen, — ein Problem, das wir jetzt beiseite lassen müssen.

Das elektrostatische Kraftfeld eines Elektrons ist unbegrenzt. Eigentlich ist dieses Kraftfeld das Wesentliche. Wir haben die Absicht, uns mehr mit der Beschreibung der Erscheinungen zu beschäftigen als mit dem Zustand innerhalb des kleinen abgeschlossenen Raumes, den man gewöhnt ist, im besonderen als „das Elektron" zu bezeichnen. Hätte man das gesamte Individuum, d. h. Kugel und Kraftfeld zusammen, mit diesem Namen belegt, so würde jedes Elektron in absolutem Sinne überall gegenwärtig sein. Halten wir diese Vorstellung einen Augenblick fest: Zwei oder mehrere Elektronen bestimmen zusammen in irgendeinem Punkt des Raumes einen Zustand, den wir bezeichnen können als Summe der Zustände, die durch jedes von ihnen für sich an dieser Stelle erzeugt worden sind. Wir können daher die Sache so ansehen, als ob die Elektronen an diesem Punkte beide anwesend wären. Besteht der Stoff aus lauter Elektronen, so entgleitet uns der Begriff von der Undurchdringlichkeit des Stoffes. Jedes Elektron befindet sich überall. Außerdem sehen wir, daß die Kluft zwischen den zwei Auffassungen, die einander gewöhnlich als streitig gegenübergestellt werden, d. h. den beiden Hypothesen, nach denen der Raum kontinuierlich oder diskontinuierlich mit Stoff erfüllt sein würde, teilweise überbrückt würde.

Wir wollen uns aber an den Sprachgebrauch halten und einen Unterschied machen zwischen dem Elektron und seinem Feld. Dann ist es möglich, zwei oder mehreren Elektronen zusammen nur ein Feld, das resultierende, zuzuerkennen. Das ergibt eine Vereinfachung der Vorstellungsweise. Trotzdem wollen wir darüber nicht vergessen, daß die Elemente, aus denen die Elektronentheorie die Welt aufbaut, tatsächlich die einander durchdringenden unbegrenzten Kraftfelder sind. Man übersieht deren relative Lage am leichtesten, wenn man auf die Lage der mit Elektronen bezeichneten Kerne achtet; doch besitzen letztere keine unabhängige Existenz.

Wenn sich nun ein Elektron geradlinig mit konstanter Geschwindigkeit fortbewegt, so ändert sich ein wenig die Form der elektrischen Kraftlinien. Dies folgt aus der experimentell festgestellten Tatsache, daß eine Veränderung des elektrischen Zustandes Zeit braucht, um sich durch den Raum hindurch auszubreiten.

1) Einige Beobachtungen von Jean Becquerel über den Zeeman-Effekt in Didymium- und Erbiumsalzen und von R. W. Wood über die magnetische Drehung der Polarisationsebene im Natriumdampf scheinen indessen auf das Bestehen von positiven Elektronen hinzuweisen.

Während der gleichförmigen Bewegung offenbart sich die gesamte Umgebung des Elektrons als magnetisches Kraftfeld. In diesem sind Größe und Richtung der Magnetkraft abhängig von dem Betrag der Ladung des Elektrons und seiner Geschwindigkeit; doch sind diese Faktoren durch die beiden konstanten Daten dann auch in jedem Punkt des Raumes vollkommen bestimmt.

Der eigenartige Zustand im Feld des in Bewegung befindlichen Elektrons, den wir nicht anders bezeichnen können als durch die Angabe, daß in jedem Punkt des Raumes eine vollkommen bestimmte elektrische und magnetische Feldstärke herrscht, dieser Zustand des Äthers bewegt sich natürlich mit dem Elektron fort (wie z. B. die Welle vor dem Bug eines Schiffes mitgeht); doch nimmt der Äther selbst an der Bewegung nicht teil. Viele, verschiedenen physikalischen Erscheinungen entlehnte Überlegungen haben dazu geführt, eine absolute Unverrückbarkeit des Äthers anzunehmen.

Einen Versuch, die rätselhaften Eigenschaften dieses Äthers zu erklären, unternehmen wir nicht. Worin sollte auch eine solche Erklärung bestehen? Man hat wohl versucht, Modelle zu konstruieren, die die Verbindung zwischen magnetischen und elektrischen Kräften nachahmen; doch kann uns dies nichts nützen, wo doch unser Endziel gerade umgekehrt ist und darin besteht, die Eigenschaften des Stoffes aus denen des Elektrons abzuleiten.

Die Grundhypothesen einer Theorie sind nun einmal die Endglieder von Ketten; sie sind an der einen Seite losgelöst und können den Umständen zufolge dem nach Logik dürstenden Geist niemals die Art Befriedigung schenken, die von einer an beiden Seiten mit anderen zusammenhängenden Vorstellung ausgeht. Was uns aber bei dem vorliegenden Falle mit der Wahl der Endglieder versöhnt, ist, daß die unbegriffenen Eigenschaften, die wir dem Äther zuerkennen, an Zahl gering und deutlich begrenzt sind. Das Elektron ist ein Kunstwerk, das in einzelnen kräftigen Zügen zu erkennen gibt, wie man sich gegenwärtig in der Physik die Grenzen zwischen dem Begreifbaren und dem Unbegreiflichen denkt. Es ist geboren aus der weitgehendsten Verallgemeinerung, zu der das Naturstudium von Jahrhunderten auf induktivem Wege geführt hat, und muß daher als Endergebnis und nicht als hypothetische Basis unserer gegenwärtigen Naturkenntnis angesehen werden. Wenn man nun versucht, nach deduktiver Methode ein physikalisches Weltbild zu konstruieren, und dabei das Elektron zum Ausgangspunkt wählt, so ist diese Methode nichts anderes als eine Rückkehr zu den Überlegungen eines Demokrit. Denn wenn auch dieser das Weltall bereits mit Hilfe unendlich vieler unsichtbarer kleiner bewegter Körperchen erklärte, von denen er annahm, daß sie nicht qualitativ, sondern nur durch Form und Anordnung voneinander verschieden wären — seine Bausteine ließen die Fabrikmarke der induktiven Wissenschaft vermissen.

Es ist Ihnen bekannt, daß nach der Elektronentheorie ein Leiter ebensoviel positive wie negative elementare Ladungseinheiten enthält, die derart angeordnet sind, daß sich in einiger Entfernung ihre besonderen Kraftfelder einander gerade aufheben. Eine derartige Vorstellung macht man sich auch von dem neutralen Atom, das aus einer großen Anzahl Elektronen besteht. Ein positiv oder negativ geladener Leiter enthält ein Minus oder ein Plus an negativen Elektronen. Analog hierzu sind dann die positiven und negativen Ionen eines Elektrolyten. Alle elektrischen Ströme — durch Metall, Flüssigkeit und Gase, auch die Verschiebungsströme in Dielektrika — bestehen ausschließlich aus der Fortbewegung von Elektronen. Eine andere Form von Elektrizitätsbewegung gibt es nicht. Von verschiedenen Umständen hängt die Geschwindigkeit der geladenen Teilchen ab. In leitenden Flüssigkeiten bewegen sie sich langsam; dagegen begegnen wir in den Kathoden- und Anodenstrahlen und in den α- und β-Strahlen der radioaktiven Stoffe Fällen, in denen die Bewegungsgeschwindigkeit der Teilchen zwischen 1000 und 300000 km in der Sekunde variierende Werte besitzt.

An alle diese wichtigen Gegenstände erinnern wir nur im Vorbeigehen, um nunmehr zu der Frage zu gelangen: welche Vorstellung gibt die Elektronentheorie von den Vorgängen, durch die von einem Körper zum anderen eine fortdauernde Energieübertragung stattfindet?

Wir betreten das Gebiet der Strahlungserscheinungen.

Unglücklicherweise wird das Wort Strahl für zwei Begriffe gebraucht, die so verschieden voneinander sind, wie ein Wasserstrahl von einem Sonnenstrahl. Mit ersterem kann man in einer Gruppe die Anoden- und Kathodenstrahlen und die α- und β-Strahlen vereinigen, die sämtlich fortbewegte Ströme von Elektronen sind. Mit den Sonnenstrahlen verwandt sind hingegen die Röntgenstrahlen, die γ-Strahlen der radioaktiven Stoffe, die Wärmestrahlen, die Strahlen der drahtlosen Telegraphie. In diesem Falle schreitet Energie durch den Raum fort; doch verändern die Elektronen im allgemeinen nur wenig ihren Ort. Zur Unterscheidung von „Konvektionsstrahlung" können wir hier von „Wellenstrahlung" sprechen. Nur zu dieser

zweiten Gruppe gehörende Erscheinungen haben wir im Auge.

Um den Strahlungsvorgang näher betrachten zu können, müssen wir uns zuerst deutlich vor Augen halten, was man unter der Bewegungsenergie eines Elektrons versteht. Ist doch diese, wie sich herausstellen wird, die Quelle der Strahlung.

Eine Kanonenkugel besitzt eine Quantität Bewegungsenergie, die dem Produkt seiner halben Masse mit dem Quadrat seiner Geschwindigkeit gleichkommt. Auch ein Elektron besitzt, wenn auch sein Kern leer ist, seiner Geschwindigkeit zufolge Energie. Gehört doch zu dem bewegenden Elektron ein magnetisches Feld. Daß diesem eine gewisse Quantität an Energie entspricht, ist einleuchtend, da doch durch das Verschwinden eines Magnetfeldes z. B. Magnetstäbe in Bewegung versetzt werden können. Die gesamte magnetische Feldenergie eines Elektrons kann man berechnen; sie zeigt sich, ebenso wie die Energie einer Kanonenkugel als proportional zu dem Quadrat der Geschwindigkeit. Faßt man sie als Bewegungsenergie auf, so spielt bei dem Elektron der Proportionalitätsfaktor dieselbe Rolle wie die halbe Masse im Falle der Kanonenkugel. Den doppelten Betrag des Proportionalitätsfaktors nennt man daher die elektromagnetische Masse des Elektrons. Die Versuche Kaufmanns machen es wahrscheinlich, daß das Elektron wirklich keine andere als elektromagnetische Masse besitzt, daß sein Kern wirklich leer ist, und daß die Bewegungsenergie daher ausschließlich aus Energie des elektromagnetischen Feldes besteht.

Das Eigenartige des Strahlungsvorganges besteht darin, daß sich Bewegungsenergie von den Elektronen durch den Raum ausbreitet. Dies geschieht bei zunehmender oder abnehmender Geschwindigkeit des Elektrons. Man kann sich den Vorgang folgendermaßen vorstellen.

Zu einer gegebenen Geschwindigkeit s gehört ein vollkommen bestimmtes Feld von elektrischen und magnetischen Kräften. Zu einer anderen Geschwindigkeit s' gehört ein hiervon etwas verschiedenes Feld; wir können dies auffassen als die Summe des ersten Feldes und eines zu diesem hinzugefügten Korrektionsfeldes. Geht nun die Geschwindigkeit s in die Geschwindigkeit s' über, d. h. findet eine Beschleunigung statt, so muß das Korrektionsfeld allmählich erzeugt werden. Diese Veränderung geschieht nicht gleichzeitig im ganzen Raum. Sie beginnt natürlich in der Nähe des Elektrons und pflanzt sich nach allen Seiten mit der Geschwindigkeit des Lichtes fort. Während des Zeitraumes, während dessen die nächste Umgebung des Elektrons noch nicht zu dem Gleichgewichtszustand gelangt ist, der der neuen Geschwindigkeit s' entspricht, ist die Kraftverteilung in dem Feld derartig, daß das Elektron selbst einen von der Veränderung seiner Beschleunigung abhängigen Widerstand erfährt, demzufolge seine Bewegungsenergie abnimmt. Die verlorene Energie ist es, die sich als elektromagnetische Welle durch den Raum ausbreitet.

Jede Abänderung des Bewegungszustandes des Elektrons hat eine Energieausstrahlung zur Folge, d. h. eine Veränderung der Richtung sowohl als der Geschwindigkeit. Vibriert ein Elektron um einen Gleichgewichtszustand, oder beschreibt es eine geschlossene Bahn, so entsendet es kontinuierliche Reihen von Wellen und verliert fortdauernd Energie.

Doch ebenso, wie die von einer Stimmgabel ausgehenden Schallwellen eine andere Stimmgabel von gleicher Tonhöhe in merkliche Schwingung versetzen, können auch elektromagnetische Wellen ein zweites Elektron zu kräftigem Mitschwingen bringen, falls dieses eine Eigenperiode besitzt, die der der ankommenden Schwingungen gleichkommt. Stimmen die beiden Perioden nicht genau überein, so erfährt der Bewegungszustand des zweiten Elektrons nur eine geringe Veränderung. Energie kann daher von dem einen Elektron auf das andere übertragen werden. Wenn wir uns nun vorstellen, daß jedes Atom aus einem komplizierten System von Elektronen besteht, die sich mit verschiedenen für das System charakteristischen Perioden in geschlossenen Bahnen bewegen und dabei bedenken, daß jedes Gramm Materie nicht viel weniger als eine Quadrillion Atome enthält, daß also jeder Punkt des Raumes in allen möglichen Richtungen von einer unermeßlichen Anzahl Wellenbewegungen durchkreuzt wird, durch die mit der Geschwindigkeit des Lichtes Energie übertragen wird, — so begreifen wir die große Rolle, die die Strahlung in der Natur spielen kann.

Um uns davon zu überzeugen, ob dem wirklich so ist, wollen wir jedoch vom quantitativen Standpunkt die Wichtigkeit des Strahlungsvorganges mit der anderer Vorgänge vergleichen. Alles, was in der Welt geschieht, kommt, physikalisch gesprochen, auf Energiefortbewegung hinaus. Wenn der Stoff wirklich aus nichts anderem als aus Elektronen besteht, so gibt es keine andere Energie als die des elektromagnetischen Feldes. Diese kann sich auf zweierlei Art durch den Raum fortpflanzen, und zwar erstens einmal mit den Elektronen zusammen, d. h. als Bewegungsenergie der sichtbaren Körper, oder als Molekularbewegungsenergie, die wir Wärme nennen, oder als elektrischer Strom, Kathodenstrahlen, Radiumstrahlen usw., kurz gesprochen durch Konvek-

tion; zweitens pflanzt sich die Energie als Strahlung in gewisser Hinsicht frei durch den Raum, von dem einen Elektronensystem nach dem andern fort. Die Frage würde daher sein: Welches Verhältnis besteht etwa zwischen dem Energietransport durch Strahlung und dem durch Konvektion?

Ganz im allgemeinen ist die Frage schwer zu beantworten. Doch können wir sehr wohl für ein besonderes Elektron die Energiemenge, die es pro Sekunde mit Lichtgeschwindigkeit verbreitet, und die Menge, die es kraft seiner Ladung und Geschwindigkeit besitzt und daher tragen kann, miteinander vergleichen.

Der Energieverlust eines strahlenden Elektrons ist zu dem Quadrat seiner Beschleunigung proportional. Wie groß kann diese Beschleunigung ungefähr sein, z. B. für ein Elektron, das gelbes Licht ausstrahlt und daher in der Sekunde 500 Billionen Schwingungen ausführt? Dazu möge uns noch die Schwingungsamplitude bekannt sein. Die kinetische Gastheorie gibt für den Durchmesser eines Atoms etwa 1 Hundertmillionstel Centimeter an. Wir wollen die Schwingungsamplitude eines Elektrons auf den hundertsten Teil dieses Betrages, d. h. auf 10^{-10} cm schätzen. Dann findet man für die Beschleunigung 10^{21}. Aus dieser Größe der bekannten Ladung eines Elektrons und der Lichtgeschwindigkeit berechnet man den Energieverlust pro Sekunde zu 2×10^{-9} oder 2 Tausendmillionstel eines Erg.

Das sieht nach nicht viel aus. Und doch ist es ungeheuer viel, wenn wir diesen Betrag mit der gesamten Bewegungsenergie vergleichen, die demselben Atom zur Verfügung steht. Diese beträgt nämlich nur 3×10^{-17} Erg, d. h. 67 Millionen mal weniger, als in einer Sekunde ausgestrahlt wird. Wir kommen daher zu dem überraschenden Ergebnis, daß in viel weniger als einer millionstel Sekunde alle Bewegungsenergie, die zu Lichtschwingungen Anlaß gibt, erschöpft werden würde, wenn sie nicht auf die eine oder andere Art wieder ersetzt würde.

Natürlich findet dieser Ersatz sehr wohl statt, und zwar teils durch Zusammenstöße mit anderen Atomen oder mit frei fortzuschnellenden Elektronen und teils durch die Absorption von X-Strahlung aus der Umgebung. In jedem Falle ergibt sich aus dieser Betrachtung, daß durch den Strahlungsvorgang sehr viel Energie übertragen wird, auch wenn wir sie vergleichen mit der Menge, die ein Elektron im Höchstmaß durch Konvektion transportieren könnte. Denn seine elektrostatische Energie beträgt 5×10^{-7} Erg, d. h. selbst wenn seine Geschwindigkeit der Lichtgeschwindigkeit nahe käme — wie dies mit gewissen β-Teilchen des Radiums der Fall ist — würde die Summe der mitgeführten elektrischen und magnetischen Energie nur noch gerade ungefähr 400mal größer sein als die Energie, die das Elektron in der Form von gelbem Licht pro Sekunde ausstrahlt, wenn seine Schwingungsbewegung unterhalten wird.

Diesem Verlust von Energie durch Ausstrahlung steht eine gewisse Absorption gegenüber. Ein Körper, der mehr Licht- oder Wärmestrahlen absorbiert als er entsendet, nimmt eine höhere Temperatur an, d. h. die mittlere Energie der Wärmebewegung seiner Moleküle nimmt zu.

Wir sind an diesen Ausspruch gewöhnt; aber vom Standpunkt der Elektronentheorie bedarf es doch wohl einiger näherer Erläuterung, wie es denn kommt, daß die periodischen Wechsel von elektrischer und magnetischer Kraft, die den Lichtstrahl ausmachen, imstande sind, die translatorische Energie von ganzen Molekülen zu erhöhen. Versuchen wir uns eine Vorstellung von diesem Vorgang zu bilden.

Absorption von Licht findet nur unter gewissen Umständen statt. Durchsichtige Körper halten ja gewisse Strahlenarten überhaupt nicht auf. Nun kann eine Bedingung hierfür darin liegen, daß viele freie Elektronen im Körper vorkommen, wie z. B. in Metallen. Dieser Fall ist von Lorentz mathematisch behandelt worden.

Eine andere Möglichkeit ist die, daß gewisse Atome des Körpers Elektronen enthalten, die wegen des Baues des Systems, zu dem sie gehören, im Besitz einer eigenen Schwingungsperiode sind, die genau mit der Periode der (einfach gedachten) einfallenden Strahlen ist. Solche Elektronen werden wir mit dem Berliner Physiker Planck, der die Theorie für diesen zweiten Fall ausgearbeitet hat, Resonatoren nennen. Die Strahlung sitzt dann sozusagen nur auf den Resonatoren. Deren Schwingungsamplitude würde zunehmen, solange die Strahlung ungestört auf sie einwirkt; die Feldstörungen, die durch diese in starker Bewegung befindlichen Resonatoren in ihrer nächsten Umgebung erregt werden, werden jedoch so kräftig, daß auch die übrigen, nicht resonierenden Elektronen des Atoms in Erschütterung geraten. Von der auf diese Weise erhöhten inneren Energie der Atome kommt durch „Zusammenstoß" mit anderen Atomsystemen oder Molekülen wieder der translatorischen Energie der Moleküle ein Teil zugute: es entsteht Wärme. Wenn wir diesen Vorgang auch nicht in allen Besonderheiten übersehen, so ist das Ergebnis doch begreiflich, wenn man in Betracht zieht, daß alle Elektronen eines Paares kollidierender Moleküle zusammen ein System voneinander durchdringenden elektromagnetischen Feldern (oder wenn man will, ein resultierendes Feld) bilden, woselbst die Energie durch Strahlung erhöht wird, und daher alle Energiebewegungen, auch die trans-

latorischen, im Durchschnitt verstärkt sein müssen. So entsteht nach der Absorption das neue bewegliche Gleichgewicht, das sich als höhere Temperatur äußert.

Zahlreiche Beobachtungen unterstützen diese Auffassung des Absorptionsvorganges. So hat unter anderem der Amerikaner R. W. Wood, Professor in Baltimore, eine tüchtige Untersuchung über die Fluoreszenz von Natriumdampf vorgenommen. Aus seinen Untersuchungen ergab sich, daß ein resonierendes Elektron wirklich ein ganzes Atom derart in Erschütterung versetzen kann, daß auch die nicht resonierenden Elektronen in starke Bewegung geraten. Der Natriumdampf befand sich auf verhältnismäßig niedriger Temperatur und entsandte keinerlei Licht. Wenn nun ein Bündel einfachen Lichtes von konstanter Wellenlänge auf ihn konzentriert wurde, so entsandte der Dampf sehr wohl Licht. Das Spektrum des Fluoreszenzlichtes war jedoch nicht kontinuierlich, wie dies bei festen und flüssigen fluoreszierenden Körpern meistens der Fall ist, sondern zeigte eine Reihe heller Linien. Diese rührten von den Eigenperioden der Elektronen im Natriumatom her, denn sie entsprachen einzelnen der Linien des sehr komplizierten Absorptionsspektrums des Dampfes. Höchst merkwürdig war nun folgendes Ergebnis: Wenn für das bestrahlende Lichtbündel Licht von anderer Wellenlänge gewählt wurde, so bestand auch das Fluoreszenzspektrum aus einem ganz anderen Bereich heller Linien als früher. Auch dieses neue Bereich paßte wieder zu einem Teil des Absorptionsspektrums. Aus der sehr großen Anzahl Schwingungsperioden, die innerhalb des Natriums möglich sind, war offenbar durch die zweite Bestrahlung eine andere Auswahl als durch die erste geschehen. Einige Strahlenarten erzeugten bei Natriumdampf überhaupt keine Fluoreszenz.

Wenn das einfallende Strahlenbündel im Atom einen Resonator antrifft, so gerät dieses Elektronensystem in Erschütterung und entsendet hierbei eine bestimmte Gruppe anderer Wellen, die je nach der Periode des Impulses verschieden sind.

Was hier bei Natriumdampf festgestellt ist, kann wahrscheinlich als allgemein gültig angesehen werden; durch die Zwischenkunft der Atome kann Licht von bestimmter Wellenlänge in Licht von anderen Wellenlängen umgesetzt werden. Auch auf dem ausgedehnten Gebiet der unsichtbaren Strahlung, das zu den ultravioletten und ultraroten Teilen des Spektrums gehört, finden zweifellos derartige Umsetzungen statt. Nachdem daher die Energie der auf einen Körper einfallenden Strahlen anfänglich nur durch Resonatoren aufgenommen worden ist, setzt sich der Strahlungsvorgang mit veränderter Periode noch weiter fort, bis die Energie sich in bestimmter Weise über alle Elektronensysteme verteilt hat. Dann ist die Absorption zustande gekommen.

So findet zwischen allen Körpern fortdauernd ein Austausch von Energie durch Strahlung statt. Was muß hiervon die Folge sein?

Wenn sich mehrere Körper innerhalb eines abgeschlossenen Raumes befinden, dessen Wände für Wärme undurchdringlich sind, so lehrt die Erfahrung, daß mit der Zeit alle dort stattfindende sichtbare Bewegung erschöpft wird. Es scheint kein anderer Energietransport übrig zu bleiben, als die gegenseitige Strahlung, und alles gelangt zum Schluß auf gleiche Temperatur.

Es herrscht nun in diesem Raum das, was man mit „Strahlungsgleichgewicht" bezeichnet, d. h. ein sehr bemerkenswerter Zustand, den wir in Verbindung mit der Elektronenlehre ein wenig näher betrachten wollen.

Die Stoffe senden unabhängig von ihrer Natur Strahlen aus. Ihre, einer bestimmten Temperatur angehörenden Emissionsspektren kann man einzeln finden, indem man die Körper mit dem Spektrobolometer in einer Umgebung von niedrigerer Temperatur nacheinander untersucht. Die Emissionsspektren zeigen charakteristische Maxima und Minima der Strahlungsstärke und erweisen sich im allgemeinen als sehr verschieden. Nun sollte man meinen, daß, wenn dieses ganze System von strahlenden Körpern miteinander in einem geschlossenen Raum zusammenwirkt, daß dann dort ein höchst komplizierter Strahlungszustand herrschen kann, ganz unabhängig von der Natur der vorhandenen Körper.

Der Versuch liefert ein anderes Ergebnis.

Man kann die Zusammensetzung der resultierenden Strahlung dadurch untersuchen, daß man aus einer kleinen Öffnung in der Wand des abgeschlossenen Raumes ein Strahlenbündel nach außen in eine Umgebung von niedriger Temperatur treten läßt und es dort wieder auf dem Spalt eines Spektrobolometers auffängt. Das Spektrum erweist sich als verhältnismäßig einfach, ganz unabhängig von der Wahl der Körper, die man innerhalb des Raumes angebracht hat, und wird nur durch die Temperatur bestimmt.

In jedem Hohlraum, dessen Wände für Strahlen undurchdringlich sind und die auf einer gewissen konstanten Temperatur erhalten werden, herrscht daher stets derselbe Strahlungszustand, gleichviel, welche Körper sich innerhalb des Raumes befinden. Zu einer gegebenen Temperatur gehört also ein vollkommen bestimmtes Emissionsspektrum. Man nennt dies das Emissionsspektrum des „absolut schwarzen Körpers", da in dem fraglichen Hohlraum stets dieselbe Strahlung herrscht.

die bei gleicher Temperatur von einem ideal schwarzen, d. h. einem alle auf ihn einfallenden Strahlen vollkommen absorbierenden Körper ausgesandt werden würde. Dies alles ist in dem berühmten Kirchhoffschen Strahlungsgesetz enthalten.

Zu einer höheren Temperatur im Hohlraum gehört ein anderes Emissionsspektrum. Der durch den Raum gehende Strahlungskomplex und die Temperatur bestimmen einander gegenseitig. Aber wie verändert sich die Emission mit der Temperatur? Jedermann weiß aus Erfahrung, daß die Wärmestrahlung eines Ofens sehr stark zunimmt, wenn seine Temperatur ansteigt, und daß sich hierbei auch die Natur des ausgesandten Strahlenkomplexes ändert. Bevor Glühen erfolgt, gehört die gesamte Strahlung dem ultraroten Teil des Spektrums an; bei ungefähr 500° beginnt die für das Auge wahrnehmbare Glut, und zwar zuerst rot, dann gelb, dann weiß. Nach dem bolometrischen Versuch nimmt hierbei jede Strahlenart fortwährend an Intensität zu, aber die kleineren Wellen in stärkerem Maße, so daß sich das Strahlungsmaximum in der Richtung nach dem Violett zu verschiebt.

In zahlenmäßiger Form wird dieser Vorgang durch zwei Gesetze ausgedrückt, und zwar durch das Verstärkungsgesetz von Stefan und Boltzmann, demzufolge die gesamte Strahlung der vierten Potenz der absoluten Temperatur proportional ist, und das Verschiebungsgesetz von Wien, demzufolge die Wellenlänge des Strahlungsmaximums zu der absoluten Temperatur umgekehrt proportional ist. Lummer und Pringsheim haben diese beiden einfachen Beziehungen einer scharfen experimentellen Untersuchung unterworfen und gefunden, daß sie für einen geschlossenen Raum, in dem Strahlungsgleichgewicht herrscht, innerhalb weiter Temperaturgrenzen den Beobachtungen durchaus genau entsprechen.

Natürlich würde uns diese Übereinstimmung nur mäßig befriedigen, wenn es sich um die Bestätigung einiger empirischer Formeln handelte. Die große Bedeutung des Ergebnisses liegt aber in dem durch ihn erwiesenen Zusammenhang dieser Strahlungserscheinung mit anderen sehr allgemeinen physikalischen Prinzipien. Sowohl das Verschiebungs- wie das Verstärkungsgesetz können nämlich als notwendige Folge aus den bekannten beiden Hauptprinzipien der Thermodynamik abgeleitet werden, wenn man dabei das Dopplersche Prinzip und das Prinzip des Strahlendruckes in Betracht zieht. Der strenge Beweis dieser Beziehungen, zu dem die vereinigten theoretischen Untersuchungen von Wien, Boltzmann, Lorentz und Abraham geführt haben, trägt zur Befestigung des Zusammenhanges innerhalb des wichtigen Teiles unserer Wissenschaft, der die Erklärung der Wärmeerscheinung zum Gegenstand hat, nicht wenig bei.

Es bleibt jedoch eine wichtige Frage übrig, auf die die beiden erwähnten Strahlungsgesetze keine Antwort geben. Sie sagen lediglich aus, wie Stärke und Art der Strahlung sich mit der Temperatur verändern. Aber warum ist bei einer gewissen Temperatur die allgemeine Hohlraumstrahlung nun gerade so über die verschiedenen Wellen des Spektrums verteilt, wie wir dies beobachten? Mit anderen Worten: was bestimmt die Form der Emissionskurve und den absoluten Wert der Schwingungszahl beim Maximum?

Hier kann uns nur die Elektronentheorie helfen. Sie hat uns mit allgemeinen Naturkonstanten bekannt gemacht, von denen die Wahrscheinlichkeit für das Entstehen der einzelnen Schwingungsperioden abhängig sein muß. Die konstante Ladung des Elektrons, seine elektromagnetische Masse und der Radius seines Kerns liefern Grenzen für die Werte der Kräfte, Geschwindigkeiten und Beschleunigungen, die in der Elektronenwelt vorkommen können; sie bestimmen zweifelsohne auch die mittlere Größe der Atome und die mögliche Amplitude der Schwingungen. Für jede bestimmte Stelle des Spektrums hängt die Strahlungsintensität natürlich von vielerlei Umständen ab: zunächst von der Energiemenge, die ein Elektron, das mit gegebener Periode und Amplitude schwingt, in der Zeiteinheit verliert; dann auch von der Geschwindigkeit, mit der sein Verlust durch Zusammenstöße oder durch Resonanz ersetzt wird; ferner von der Anzahl Elektronen, die zu der Strahlung jener Periode beiträgt, usw. Das einzige, was man bei oberflächlicher Betrachtung bereits einsehen kann, ist, daß in Anbetracht der festen, ihren Zahlwerten nach bekannten Eigenschaften des Äthers und des Elektrons auch eine sehr bestimmte Bewegungsform unter den vielen Möglichkeiten in den Vordergrund treten muß. Doch stehen wir vor einem äußerst verwickelten Problem, und es dürfte Verwunderung erwecken, daß es nichtsdestoweniger einigen Physikern, und besonders Planck, bereits geglückt ist, eine Formel zu finden, die ziemlich genau die Energieverteilung im Spektrum des absolut schwarzen Körpers wiedergibt. In diesem merkwürdigen Planckschen Strahlungsgesetz kommt eine neue universelle Naturkonstante vor. Der Zahlenwert dieser Konstanten muß auf den Grundkonstanten des Elektrons beruhen. Wenn es gelingt, die Form dieser Abhängigkeit zu finden, dann ist wiederum ein wichtiger Beitrag zur Lösung des großen physikalischen Problems unserer Zeit geliefert: des Problems des Aufbaues einer elektrischen Theorie der Materie.

Dann dürfte es sich nämlich herausstellen, daß das Strahlungsvermögen der Materie bei Temperaturgleichgewicht in einem abgeschlossenen System nicht allein von der Wahl der strahlenden Körper unabhängig ist, sondern daß es sogar ausschließlich durch den Äther und das Elektron bestimmt wird.

Ein derartiger Zustand von Ruhe und Strahlungsgleichgewicht, wie wir ihn auf die Dauer in einem Körpersystem zustande kommen sehen, das äußeren Einflüssen entrückt ist, herrscht nun offenbar nicht allgemein in der Natur.

Ist vielleicht die Welt hierfür noch nicht alt genug? — Diese Hypothese führt zu wenig befriedigenden Folgerungen.

Es ist jedoch auch denkbar, daß Umstände vorhanden sind, durch die das, was wir im kleinen zu beobachten glauben, in großem Maßstabe unmöglich wird. Zu den für das Entstehen des fraglichen Gleichgewichtszustandes ungünstigen Umständen rechnen wir unter anderem den Strahlungsdruck und die Brechung.

Erscheinungen, die jahrhundertelang kaum oder überhaupt nicht beachtet worden sind, und die man anfänglich nur mit Mühe in einzelnen Sonderfällen konstatierte, erwiesen sich später als sehr wichtig für den Haushalt der Natur. Maxwell hatte aus seiner Theorie des elektromagnetischen Feldes gefolgert, daß ein Lichtbündel sowohl auf den strahlenden wie auf den bestrahlten Körper einen Druck ausüben muß. Ist die bestrahlte Fläche vollkommen absorbierend, so erfährt sie pro Flächeneinheit eine Kraft, die ihrem Wert nach gleich dem Betrage der pro Volumeinheit im Lichtbündel vorhandenen Strahlungsenergie ist. Man kennt die Energie der Sonnenstrahlung aus der Erwärmung, die sie pro Sekunde und pro Kubikcentimeter auf der Erde erzeugt, wenn sie vollkommen absorbiert wird; es ist nicht schwer, hieraus zu berechnen, wie groß nach der Maxwellschen Theorie die Kraft sein muß, die das Sonnenlicht auf einen Kubikcentimeter der bestrahlten Erdhälfte ausübt. Hierfür findet man 7×10^{-5} Dynen, d. h. ungefähr sieben Hunderttausendstel des Gewichtes eines Milligramms.

Es schien ein beinahe hoffnungsloser Versuch zu sein, das Vorhandensein eines so kleinen Druckes durch den Versuch zu erweisen. Nichtsdestoweniger ist dies dem russischen Physiker Lebedew und den Amerikanern Nichols und Hull geglückt. Es gelang ihnen sogar, die kleine Kraft mit genügender Genauigkeit zu messen, um aus dem Ergebnis den Schluß zu ziehen, daß die Größe des Strahlendruckes der Voraussage der Theorie vollkommen entspricht.

Seit der großen Newtonschen Entdeckung hatte man geglaubt, daß die Schwerkraft die einzige Wirkung wäre, der alle Körper ohne Unterschied unabhängig von der hinzutretenden elektrischen oder magnetischen Kräften unterworfen wären. Ebenso allgemein ist aber der Strahlungsdruck; denn kein Fleckchen des Weltalls ist frei von Strahlung.

Der Strahlungsdruck äußert sich als Abstoßung zwischen den Körpern und wirkt daher der Schwerkraft entgegen. Es ist nun die Frage, ob diese Gegenwirkung so bedeutend ist, daß wir ihr Rechnung tragen müssen, wenn wir den Zusammenhang der hauptsächlichsten Geschehnisse der Welt zu übersehen versuchen. Zunächst sei bemerkt, daß sowohl Strahlungsdruck wie Schwerkraft zu dem Quadrat der gegenseitigen Entfernung der aufeinander einwirkenden Körper umgekehrt proportional sind. Finden wir daher für eine gegebene Entfernung ein gewisses Verhältnis zwischen den beiden Wirkungen, so ändert sich dieses Verhältnis bei veränderlicher Entfernung nicht.

Achten wir nun z. B. auf die Kraft der Bewegungen in unserem Sonnensystem.

Der von der Sonnenstrahlung auf die beleuchtete Erdhälfte ausgeübte Gesamtdruck beträgt nur 75×10^{12} Dynen, d. h. ist gleich dem Gewicht von etwa 10 tüchtigen Seeschiffen, ein Betrag, der also absolut zu vernachlässigen ist gegenüber der ungeheuren Anziehungskraft der Sonne, durch die die Erde in ihrer Bahn erhalten wird. Ist doch diese gleich 6×10^{27} Dynen, d. h. 80 billionenmal größer.

Ganz anders wird das Verhältnis jedoch, wenn wir die Abmessungen des bestrahlten Körpers immer kleiner und kleiner wählen. Der Lichtdruck ist nämlich proportional zur Oberfläche, und die Anziehung zum Volumen der Körper. Denken wir uns die Erde in acht gleiche Kugeln geteilt. Jede Kugel wird dann einen halb so großen Durchmesser wie die Erde und eine viermal kleinere Oberfläche besitzen, und die acht Kugeln zusammen bieten der Strahlung eine zweimal größere Fläche als die Erde, so daß der Strahlungsdruck sich verdoppelt, während die Anziehung unveränderlich bleibt. Teilt man jede Kugel nochmals in acht Teile, so verdoppelt sich wiederum der Strahlungsdruck bei gleichbleibender Anziehung, und diesen Vorgang kann man so weit fortgesetzt denken, bis Strahlungsdruck und Schwerkraft einander schließlich gerade das Gleichgewicht halten. Die Rechnung lehrt, daß zu diesem Zwecke die Erde in Stückchen von $^1/_4$ Mikron Durchmesser geteilt werden müßte. Für einen Stoff von derselben Dichte wie Wasser müßte der Durchmesser der Kügelchen ungefähr 1,5 Mikron betragen, damit die von der Sonne auf sie ausgeübte Anziehung gerade durch den Druck der Sonnenstrahlung aufgehoben würde.

Teilchen von noch kleineren Abmessungen

werden stärker abgestoßen als angezogen und entfernen sich daher, wenn sie frei im Himmelsraum vorkommen, von der Sonne. Arrhenius sieht hierin die Ursache für das Entstehen der Kometenschweife. Aus der Form und dem Verhalten dieser Himmelserscheinungen folgert er dann, daß in gewissen Fällen die Abstoßung durch den Druck der Sonnenstrahlung die Schwerkraft wohl um das Vierzigfache an Größe übertrifft. Nach den Berechnungen von Schwarzschild muß für die Zunahme der Abstoßung eine Grenze bestehen; bei Teilchen, deren Durchmesser einigemal kleiner ist als die Wellenlänge des bestrahlenden Lichtes, ist die Anziehung wieder im Übergewicht.

Das Größenverhältnis zwischen Strahlungsdruck und Schwerkraft hängt natürlich auch von dem strahlenden Körper ab. Hierauf hat vor allem Poynting hingewiesen. Er denkt sich die Sonne immer kleiner und kleiner und von beständig abnehmender Temperatur, und gelangt so zu der Wechselwirkung zwischen Körpern von ungefähr gleicher Größe. Das Ergebnis seiner Überlegung ist, daß für zwei Kugeln von gleicher Dichte wie die Erde, die sich beide auf einer Temperatur von 27°C befinden, die gegenseitige Anziehung und Abstoßung einander gerade aufheben würden, wenn die Kugeln so groß wie Marmelkugeln sind. Bei höherer Temperatur b steht dieser Grenzzustand für größere und bei niedriger Temperatur für kleinere Kugeln. Jeder Temperatur entspricht eine kritische Dimension für Körper von gegebener Dichte. Größere Körper vereinigen sich schließlich, und kleinere entfernen sich voneinander.

Wir fangen so allmählich zu begreifen an, daß der Strahlungsdruck ein ernstlicher Konkurrent der allgemeinen Anziehungskraft ist.

Diese Konkurrenz kommt jedoch dem Verkehr zugute. Sie besorgt der Materie Rundreisebilletts für den Weltenraum. Kondensationsprodukte der Sonnengase werden durch den Strahlungsdruck ausgestoßen und verbreiten sich durch den Himmelsraum als Stoffteilchen, deren Abmessungen meistens zwischen $^1/_{20}$ und $1^1/_2$ Mikron liegen. Nur dort, wo die Strahlung sie nicht mehr so stark erwärmt, daß sie auch einander abstoßen, d. h. weit außerhalb des Sonnensystems und in großer Entfernung von anderen Sternen, können kosmische Stoffteilchen sich zu großer Menge zusammenballen. Diese wachsen zu Meteorsteinen an, auf die wiederum die Schwerkraft stärker als der Lichtdruck einwirkt, so daß auf diese Weise die Materie zu dem einen oder anderen großen Himmelskörper zurückkehren kann. Unter dem Einfluß der allgemeinen Anziehungskraft allein würde sich auf die Dauer der in dem Himmelsraum verbreitete wägbare Stoff zu einer großen Masse mit schließlich immer mehr abnehmenden Temperaturunterschieden zusammenballen. Das Weltall würde nach Clausius den „Wärmetod" sterben. Der Strahlungsdruck wirkt jedoch desintegrierend und scheint die Möglichkeit für einen unendlichen Kreislauf des Stoffes zu eröffnen.

Arrhenius hat in einem unlängst erschienenen Büchlein „Das Werden der Welten" diesen Begriff bei der Aufstellung einer in ihren Einzelheiten ausgearbeiteten Kosmogonie zum leitenden Faden gewählt. Er tritt dafür ein, daß Materie, Energie und Leben im Weltenraum nur Form und Ort verändern, daß jedoch die mittlere Verteilung stets dieselbe gewesen ist und bleiben wird. Also kein Fortschritt in bestimmtem Sinne, kein Anfang; kein Ende.

Berechnungen über die Entstehungsgeschichte der Welt auszuführen ist zwar recht interessant und verführerisch, darum aber doch wegen der vielen vollkommen unbekannten Faktoren, mit denen man zu rechnen hat, stets ein Wagestück. Was die Schwerkraft anbelangt, so kann man zwar ihre astronomischen Folgen recht gut übersehen, da diese Kraft von so wenig Umständen abhängt. Wird sie doch ausschließlich durch die Trägheitsmasse der aufeinander einwirkenden Körper und durch ihren Abstand bestimmt, während sie von der stofflichen Art des Mittels unabhängig ist. Strahlung und Strahlendruck hingegen werden sehr wohl durch den umgebenden Stoff verändert; ihre Wirkung ist außerdem in hohem Maße von vielen Eigenschaften der emittierenden und absorbierenden Körper abhängig. Langwierige Untersuchungen werden noch erforderlich sein, bevor man den Einfluß aller dieser Faktoren auf kosmische Vorgänge ebenso scharf formuliert haben wird, wie Newton dies mit dem Gesetz der Schwerkraft getan hat.

Eine Geschichte des Werdens der Welten, wie die von Arrhenius skizzierte, läßt daher notwendigerweise für Zweifel und Phantasie noch reichlich Raum. Als physikalisch bewiesen kann jedoch angesehen werden, daß der Strahlungsdruck im Haushalt der Natur eine wichtige Rolle spielt. Der Umstand, daß die Übertragung von Schwingungsenergie zwischen Elektronensystemen eine relative Verschiebung dieser Systeme selbst verursacht, ist ein wichtiges Merkmal für den Zusammenhang im Weltall; es ist ein Hindernis für das Entstehen eines permanenten Zustandes der Stoffverteilung und daher auch eines Strahlungsgleichgewichts.

Ein anderer Umstand, der dem Zustandekommen von Strahlungsgleichgewicht im ganzen Weltenraum im Wege steht, da er örtliche Ungleichheiten der Energieverteilung unterhält, ist die krummlinige Fortpflanzung von Wellenzügen, d. h. die Strahlenbrechung.

Mitten im wägbaren Stoff pflanzt sich ein

Wellenzug im allgemeinen mit anderer Geschwindigkeit als im freien Äther fort. Dies hängt mit dem Absorptionsvermögen des Mittels zusammen.

Betrachten wir den bei Gasen allgemein vorkommenden Fall, daß das Absorptionsspektrum eine Anzahl dunkler Linien zeigt. Jede dieser Linien stellt eine bestimmte Periode dar, in der gewisse Elektronen der Atome des umgebenden Stoffes mitschwingen können. Die Theorie fordert nun, daß resonierende Elektronen die Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Wellen, die kürzer sind als die absorbierten, erhöhen, hingegen die von Wellen, die länger als die absorbierten sind, verkleinern. Vor allem die Strahlenarten, die im Spektrum dicht neben den Absorptionslinien liegen, erfahren diesen Einfluß in hohem Grade.

Wenn nun ein Lichtbündel aus dem leeren Raum in ein derartiges Mittel eintritt, so verändert er im allgemeinen seine Richtung; er wird gebrochen. Das Lichtbrechungsvermögen des Mittels für eine bestimmte Strahlenart ist zu der Verkleinerung oder Vergrößerung proportional, die die Fortpflanzungsgeschwindigkeit beim Eintreten des Lichtes erfährt. Sie besitzt daher vor allem für die Strahlen, deren Wellenlänge recht wenig von der der absorbierenden Strahlen verschieden ist, einen beträchtlichen Wert. Licht aus der Umgebung der Absorptionslinie kann tausend Male stärker gebrochen werden als die übrigen Lichtarten.

Natürlich muß dieser Umstand auf die Art, wie sich die Strahlungsenergie durch den Raum fortpflanzt, bedeutenden Einfluß ausüben. Wenn ein Bündel gemischten Lichtes irgendwo auf seinem Wege durch ein stoffliches Medium von ungleichmäßiger Dichte hindurchgegangen ist, so haben die einfachen Strahlenarten verschiedene Richtungsveränderungen erfahren, und bei weitem am stärksten zerstreut sind die Lichtarten aus der nächsten Umgebung der Spektrallinien.

Man hat bisher nur wenig Gelegenheit gehabt, die eigenartige selektive Lichtbrechung in Gasen und Dämpfen ausführlich zu untersuchen — vielleicht, weil die hierbei auftretenden Erscheinungen von solcher Art sind, daß sie auch leicht anderen bekannten Ursachen zugeschrieben werden könnten, und die wahre Ursache daher der Aufmerksamkeit entging. Kann sich doch die Strahlenbrechung entweder als plötzliche Veränderung der Fortpflanzungsrichtung an der scharfen Grenze zwischen zwei Medien oder als Krümmung des Strahles in einem Gebiet äußern, in dem die optische Dichte allmählich von Ort zu Ort veränderlich ist. Der erste Fall gibt bei Gasen und Dämpfen nur dann zu merklichen Erscheinungen Anlaß, wenn man sie in einen prismatischen Raum einschließt und eine besondere Untersuchung der Lichtbrechung anstellt. Der zweite Fall hingegen — die Strahlenkrümmung in Mitteln von ungleichmäßiger Dichte — tritt, da der Stoff nirgends absolut homogen ist, stets in gewissem Grade von selbst auf. Bei den verhältnismäßig kleinen Gasmengen, die für Laboratoriumsversuche über Lichtabsorption benutzt werden, sind jedoch die örtlichen Dichteunterschiede naturgemäß meistens so gering, daß selbst die Strahlen aus der Umgebung der Absorptionslinien kaum merklich zerstreut werden. Eine Ausnahme hierfür machen die Dämpfe im Lichtbogen, im Induktionsfunken oder in Flammen. Dort ist die Stoffverteilung häufig ungleichmäßig genug, um merkliche Strahlenkrümmungen und daher eine geänderte Lichtverteilung im Spektrum zu verursachen. Weil aber die Änderungen sich fast ausschließlich auf die dicht bei den Spektrallinien liegenden Lichtarten beziehen, sind sie leicht mit den Wirkungen von Emission und Absorption zu verwechseln.

Es ist daher begreiflich, daß man bei der Erklärung von Strahlenerscheinungen den Einfluß der Strahlenkrümmung in absorbierenden Gasen lange Zeit übersehen hat.

Jetzt beschäftigen sich mehrere Forscher mit dem Gegenstand. Auch auf diesem Gebiet befinden sich die Ergebnisse des Versuchs in Übereinstimmung mit den Folgerungen der Elektronentheorie, wie sich dies z. B. bei der Untersuchung der magnetischen Drehung der Polarisationsebene in der Nähe von Absorptionslinien und aus verschiedenen anderen Erscheinungen gezeigt hat. Schon für Hunderte von Spektrallinien hat man den Einfluß der resonierenden Elektronen auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes feststellen können. Hierbei kam auch eine große Verschiedenheit in der Stärke der selektiven Lichtbrechung an den Tag, die den einzelnen Absorptionslinien desselben Elementes entspricht. So fand z. B. F. Schön, daß in dem Dampf von *Na, K, Li, Rb, Cs, Ag, Cu*, die Erscheinung nur bei den zu den Hauptserien in ihren Spektren gehörenden Linien und zwar bei den niedrigen Gliedern einer Serie in stärkerem Maße als bei den höheren aufzutreten scheint.

Die Kenntnis von derartigen Einzelheiten, womöglich in ihrer Ausdehnung über alle absorbierenden Gase wird zweifellos wichtige Daten für die weitere Entwicklung der elektromagnetischen Theorie des Stoffes liefern.

Vor allem mit Rücksicht auf die Astrophysik besteht jedoch ein Bedürfnis nach ausführlichen experimentellen Untersuchungen über das Lichtbrechungsvermögen von Gasen für die Strahlenarten aus der nächsten Umgebung

ihrer Spektrallinien. Hat doch das von Sonne und Sternen zu uns gelangende Licht die unermeßliche Atmosphäre dieser Himmelskörper durchlaufen. Selbst sehr geringe Dichtigkeitsunterschiede genügen dazu, um auf dem unermeßlich langen Wege bei den stark brechbaren Strahlenarten eine merkliche Veränderung der Richtung zu bewirken. Die Lichtverteilung in den Spektren dieser Körper muß dadurch zweifelsohne einen Einfluß erfahren, was man, von bekannten Werten der Brechungsindizes, im Zusammenhang mit astronomischen Daten, ausgehend, leicht beweisen kann.

Eine weitere notwendige Folge ist, daß das Licht der Himmelskörper auf uns den Eindruck machen muß, als ob es seiner Stärke und Zusammensetzung nach veränderlich wäre, selbst wenn deren Ausstrahlungsvermögen konstant bleibt. Die Lichtarten verteilen sich ja wegen der sehr abweichenden Strahlenkrümmung, die sie in den Sternenatmosphären erfahren, in verschiedener Weise ungleichmäßig durch den Raum. Nicht nur Bewegung in dieser Atmosphäre, sondern auch die Achsendrehung der Himmelskörper verursacht daher eine Verschiebung der Ungleichmäßigkeiten in ihrem Strahlungsfeld, und dieser Vorgang offenbart sich dem Beobachter als eine Veränderlichkeit der Lichtstärke, und zwar besonders als Intensitätsveränderung in der Nähe der Spektrallinien.

Es ist nicht schwer darzutun, wie man z. B. Unregelmäßigkeiten in der Lichtverteilung auf der Sonnenscheibe und um sie herum, und weiterhin eine große Anzahl Einzelheiten, die man an den Spektren der Sonnenflecken, Protuberanzen, veränderlichen Sterne usw. wahrnimmt, wirklich ungezwungen als Folge von Strahlenbrechung auslegen kann. Es bestehen sogar Gründe dafür, in der Untersuchung der sehr ungleichmäßigen Brechung von Strahlen verschiedener Wellenlängen auch den Schlüssel für das Rätsel der sogenannten kosmischen Störungen im Zustand unserer Atmosphäre zu suchen, die mit gewissen Veränderungen im Äußeren der Sonne gleichen Schritt halten.

Wieviel Bedeutung dem Einfluß der Strahlenkrümmung im Vergleich mit dem vieler anderer Umstände zukommt, die zweifellos auch an der Erzeugung aller genannten Erscheinungen mitwirken, — dies kann nur durch genaue Untersuchung des verfügbaren Beobachtungsmaterials im Zusammenhang mit zahlreichen Experimenten entschieden werden. Auf experimentellem Wege muß festgestellt werden, bei welchen Spektrallinien mehr und bei welchen weniger Wahrscheinlichkeit dafür besteht, daß die Lichtverteilung in ihrer Umgebung zum großen Teil durch Strahlenbrechung bestimmt wird. Es wird vor allem wichtig sein zu wissen, wie es in dieser Hinsicht mit den Dämpfen von Elementen steht, deren Linien in den Spektren der Himmelskörper in den Vordergrund treten, wie z. B. Eisen, Titan, Kalzium, Mangan, Magnesium usw. Eine derartige Untersuchung verlangt bedeutende Hilfsmittel. Sie wird gegenwärtig vorgenommen in dem Astrophysikalischen Observatorium von Mount Wilson in Südkalifornien, einem der so reichlich ausgerüsteten und so vortrefflich geleiteten wissenschaftlichen Institute, auf die Amerika stolz sein kann.

Ich kann jedoch für diese Ausführungen aus dem Grenzgebiet unserer physikalischen Kenntnis Ihre Aufmerksamkeit nicht länger in Beschlag nehmen.

Es war meine Absicht, die Bedeutung des Energietransportes durch den Weltenraum zu skizzieren und darzutun, wie Emission und Absorption, Strahlungsgleichgewicht, Strahlungsdruck und Fortpflanzungsrichtung von den Eigenschaften des Äthers und der Elektronen beherrscht werden. Daß gegenwärtig alle diese komplizierten Erscheinungen von einem gemeinsamen Gesichtspunkt aus betrachtet werden können, ist sicherlich ein schöner Erfolg für die neuen Ideen auf physikalischem Gebiet. In diesem Ergebnis liegt auch für uns eine Aufforderung, uns durch die stets auftretenden neuen Rätsel nicht allzusehr abschrecken zu lassen.

Wenn sich nun aber die Frage erhebt, was ferner mit der uns von der Sonne zugestrahlten Energie geschieht, nachdem sie im Molekül in der Zelle, im lebenden Organismus aufgenommen worden ist, und was sie mit den Erscheinungen des Bewußtseins im Individuum und in der Gesellschaft zu tun hat, dann fängt es uns erst recht zu grausen an, — dann empfinden wir, wie unendlich viel größere und interessantere Probleme außerhalb des Bereiches des Physikers liegen. Wir begreifen, daß der Lehre vom Leben, dem Stadium von Mensch und Gesellschaft, von vielen ein höherer Charakter zuerkannt wird, als den Wissenschaften aus dem unorganisierten Reich der Natur.

Glücklicherweise steht der Wert einer Wissenschaft aber nicht in gleichem Verhältnis zu der Kompliziertheit der Probleme, mit denen sie sich befaßt. Ein besserer Maßstab ist der Erfolg, mit dem sie Vorstellungsreihen bildet, die durch ihre Jünger einmütig zur Erhöhung des Glückes der Menschheit benutzt werden können. Von diesem Gesichtspunkt aus steht die Physik sicherlich nicht auf einer niedrigen Stufe. Daß die Arbeit des Physikers die materielle Wohlfahrt erhöht hat, wird von niemand in Zweifel gezogen. Aber größeren Segen noch verbreitet die Pkysik durch ihren ethischen Wert. Verstärkt doch das Vorhandensein eines

so umfassenden Systems scharf umgrenzter Begriffe, deren logischer Zusammenhang von den Sachkundigen aller Länder der Erde gleichmäßig gefühlt und genossen werden kann, unseren Begriff von der Einheit des menschlichen Bewußtseins und unterstützt es die physikalische Auffassung, daß unser eigenes Bewußtsein einer der zeitlichen Konzentrationspunkte in einem allgemeinen ewigen psychischen Zusammenhang ist.

So bildet also das starke Gewebe der physikalischen Wissenschaft eines der Bänder, durch die wir uns als Teil einer großen Gesamtheit vereinigt fühlen.

(Aus dem Holländischen übersetzt von Alfred Gradenwitz.)

(Eingegangen 9. April 1908.)

BESPRECHUNGEN.

H. Boruttau, Lehrbuch der medizinischen Physik. Für Studierende und Ärzte zur Ergänzung jedes Lehrbuchs der Experimentalphysik. Gr. 8. VIII u. 282 S. mit 127 Abbildungen. Leipzig, Johann Ambrosius Barth. 1908. M. 8,—, geb. M. 9,—

Dieses Buch verfolgt den Zweck, eine wirkliche — und zwar mehr „experimentelle" als „theoretische" — medizinische Physik darzustellen und ist als Ergänzung zu jedem Physikbuch gedacht, besonders zu der Experimentalphysik von Lommel, auf dessen Paragraphen durch eingeklammerte Zahlen im Text verwiesen wird. Nach einer kurzen Einleitung (9 S.), die eher die Form einer Skizze der allgemeinen Beobachtungslehre hat, wird die medizinische Physik in 7 Kapiteln behandelt, von denen 3 sich mit den Gesetzen der Mechanik beschäftigen, während Schall, Licht, Wärme und Elektrizität jedes in einem weiteren Kapitel besprochen wird. Das umfangreiche Thema ist so kurz behandelt, daß viele Leser sicherlich noch häufig die größeren Lehrbücher der Experimentalphysik zu Rate ziehen werden, jedoch kann es als ein Leitfaden, in dem man sich leicht zurechtfinden kann, vielfach von Nutzen sein. P. Heiberg.

Fr. Dessauer und B. Wiesner, Leitfaden des Röntgenverfahrens. 336 S. 113 Abbildungen und 3 Tafeln. Leipzig, Otto Nemnich. 1908. M. 10,—

Dieser Leitfaden, der für Ärzte bestimmt ist und viel benutzt wird, erscheint in seiner dritten Ausgabe, welche namentlich betreffs des therapeutischen Abschnitts deutlich die großen Fortschritte erkennen läßt, die seit dem ungefähr gleichzeitigen Erscheinen der ersten und zweiten Ausgabe vor 3 Jahren gemacht sind.

Das Buch zerfällt natürlich in einen physikalischen (50 S.), einen technischen (150 S.), und einen medizinischen Teil (100 S.); dazu kommt ein kleiner photographischer Anhang. P. Heiberg.

Annuaire pour l'an 1908, publié par la Bureau des Longitudes. Avec des notes scientifiques. 16. VI u. 160 S. Paris, Gauthier-Villars. Fr. 1.50.

Das seit 1796 alljährlich vom Bureau des Longitudes herausgegebene Jahrbuch enthält genäherte Ephemeriden von Sonne, Mond und den großen Planeten, Ephemeriden der veränderlichen Sterne, Angaben über Satelliten, Kometen und dergl., ferner eine große Zahl physikalischer und chemischer Tabellen, sowie Karten der erdmagnetischen Elemente in Frankreich. Im Anhang findet man gewöhnlich populäre Aufsätze; von den diesjährigen sei besonders hervorgehoben ein Aufsatz von Bigourdan über die Entfernung der Himmelskörper, insbesondere der Fixsterne. Das Annuaire wird vielfach von Liebhaberastronomen benutzt und ist für diesen Zweck sehr zu empfehlen. E. Przybyllok.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Wien Dr. H. Hermann für chemische Technologie anorganischer Stoffe, an der Universität Gießen Dr. Karl Uller für Physik, an der Technischen Hochschule Aachen Dr. Paul Nordmeyer für Physik.

In den Ruhestand: Der Professor der Chemie an der Universität Cambridge G. D. Liveing.

Berufen: Der a. o. Professor der physikalischen Chemie an der Universität Marburg Dr. Karl Schaum zum a. o. Professor und Vorsteher der photochemischen Abteilung am physikalisch-chemischen Institut der Universität Leipzig, der o. Professor der Astronomie an der Universität München Geheimer Hofrat Dr. Hugo v. Seeliger in gleicher Eigenschaft an die Universität Wien (als Nachfolger von Edmund Weiß).

Ernannt: Dr. T. Panzer zum ord. Professor der Chemie an der Tierärztlichen Hochschule Wien.

Auszeichnungen: Der Preis für Physik der Akademie der Wissenschaften zu Rom (10000 L) Prof. Battelli in Pisa, die große Liebig-Denkmünze des Vereins deutscher Chemiker Dr. Schönherr in Kristiansund für seine Arbeiten über Oxydation der Luftstickstoffe, der Lieben-Preis der Wiener Akademie der Wissenschaften Professor Dr. P. Friedländer, der Haitinger-Preis derselben Akademie Professor M. Smoluchowski von Smolan in Lemberg.

Gestorben: Der Privatdozent der Physik an der Universität Berlin Dr. Erich Ladenburg, der frühere Präsident der Society of Chemical Industry Sir J. Evans in Britwall.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

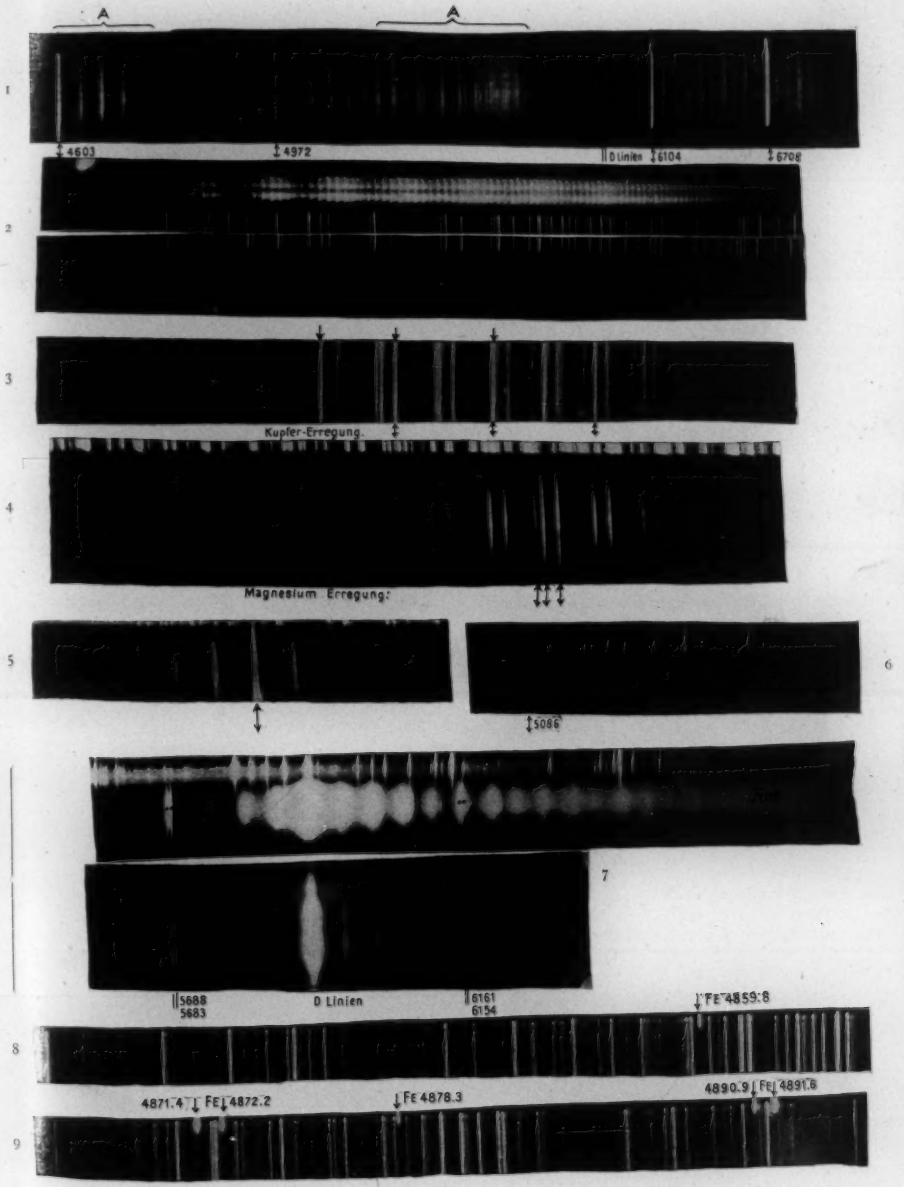

A
A
1
4603
4972
D Linien
6104
6708
2
3
Kupfer-Erregung.
4
Magnesium Erregung:
5
6
5086
7
5688
5683
D Linien
6161
6154
Fe 4859.8
8
4871.4
Fe 4872.2
Fe 4878.3
4890.9
Fe 4891.8
9

Fig. 1—9.